

**The FORMEX
Plasma Formulary**

Josef Junker

IPP 2/323

January 1994



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN**

**The FORMEX
Plasma Formulary**

Josef Junker

IPP 2/323

January 1994

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über
die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

The FORMEX Plasma Formulary

Josef Junker
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
D-85748 Garching
Germany

Abstract

A collection of formulas frequently used in the field of plasma physics has been compiled and prepared for evaluation with the Microsoft Excel spreadsheet program, which runs on an IBM-compatible PC as well as on a Macintosh computer. The present version of this plasma formulary, a worksheet named FORMEX, comprises 133 formulas depending on 23 variables. The formulas are evaluated numerically and these numerical values are promptly updated whenever any of the input variables is changed. A complete set of input variables can be chosen by the name of an experimental device. Stellarators and tokamaks, 16 altogether, have been incorporated in the formulary. A diagram can be displayed to show how a specific formula depends on any of its input variables. Each formula is extensively annotated to show its origin and give literature references. The formulary is operated with a series of macros, all inside the macro sheet named FORMAK, which are invoked by menu commands from a special menu bar. All the information from the formulary, the genuine formulas, the table of numerically evaluated plot coordinates, the notes, and the diagrams can be further processed or transferred to any other application with the help of the usual Excel commands. The formulary is open to adding more formulas and, if needed, variables as well as data of further experimental devices.

The FORMEX and FORMAK files are made available by ANONYMOUS FTP via the address [FTP.IPP-GARCHING.MPG.DE](ftp://IPP-GARCHING.MPG.DE), which allows public access.

Contents

Introduction	1
Description of FORMEX	2
Input variables and experimental devices	2
Formulas, diagrams, and notes	3
System of units	4
Rotational transform and safety factor	5
How to use FORMEX	6
The Formulas menu	7
The Parameter menu	7
The Diagram menu	8
The Formula Collection menu	9
The Revision menu	10
The original Excel menus	10
Protection of FORMEX	10
How to get FORMEX	11
Notes on the formulas	Appendix

Introduction

Formularies in general and those on plasma physics are usually printed on paper. In plasma physics a variety of these glossaries are to be found in different textbooks.^{[1][2][3][4]} Occasionally, comprehensive collections appear in special publications.^{[5][6][7][8]} Anyone's favourite formulary has usually grown from a collection of formulas and private notes, which together with charts, tables, or graphs fill one or several folders.

The usual way of using these formularies is to find first the appropriate formula, then to figure out the definition of the quantities which go into the formula, next to find out which system of units has been used by the author (a cumbersome piece of work sometimes), and finally to work out the numbers with the help of a desk calculator. Evaluating more than one formula, often non-compatible owing to their different systems of units, for various input parameters might prove somewhat tedious, particularly if one wants to see a parametric dependence on a simple diagram.

A quite different way of setting up and using a collection of formulas is afforded by utilising one of the commercially available spreadsheet programs, which are executable on many small and middle-sized computers. After having adjusted the units used and checked all details for a formula and having prepared all formulas on a spreadsheet one can get a prompt and reliable numerical evaluation of all formulas simultaneously at any time and for any input variable. The otherwise time-consuming work of evaluating several formulas for many different input para-

meters can be processed easily and very fast by the spreadsheet program. Display on the screen and control by the menu technique are very convenient features which guide the user through the formulary without having to be specially trained. Convenient facilities are provided by the commercial spreadsheet programs for exporting the evaluated data or the diagrams into other applications for further processing.

These convenient features of commercially available spreadsheet programs have been very extensively used in the FORMEX Plasma Formulary, which was specially set up for use in the field of plasma physics.

Description of FORMEX

The formulary consists of FORMEX, a worksheet containing all the formulas, and FORMAK, a macro sheet containing the command procedures, and it works on the basis of the Microsoft Excel spreadsheet program, which runs on the PC under Windows as well as on the Macintosh computer. FORMEX is executable in the English and the German 3.0 versions of Excel and the more recent versions. The formulary was started on the basis of the German language, which is still used for the names of variables and formulas and for the notes. Later, English was introduced for the commands, menus, and macros.

Input variables and experimental devices

FORMEX contains first of all a collection of formulas frequently used in the field of plasma physics. FORMEX is specially adapted to the parameters of magnetic confinement devices. Simple relations such as the Larmor radius, more complicated formulas such as the ignition condition, and measured ionisation rate coefficients evaluated by interpolation from numerical tables are incorporated in the collection of 133 formulas. This number can easily be enlarged to meet anyone's needs. The formulas depend on 23 **input variables** altogether, such as the dimensions of the device (radius, field, etc.), the plasma parameters (temperature, density, species, etc.), and additional quantities defined by heating scenarios (power, frequency, particle energy, etc.). Changing one of the variables automatically leads to the evaluation of all formulas depending on this variable.

Many of the input variables are characterised by the geometrical dimensions, plasma parameters and heating parameters of a specific experimental **device** such as W7-X or ASDEX Upgrade. The choice of a specific device therefore sets all input variables to those values which have been predefined for this device. A series of 16 experimental devices, stellarators and tokamaks, has been defined in this way. Data sets of further devices can be added. Having changed from one device to another, i.e. another predefined set of variables, FORMEX promptly evaluates all the formulas in response to the new variables of the new device. Table 1 shows the 23 variables and their numerical values for some of the 16 different devices. FORMEX starts up with the test numbers.

Variables	Test numbers		W7-AS	CHS	ATF	• • •
Torusradius	5.00	m	2.00	1.00	2.10	
Plasmaradius	0.50	m	0.20	0.20	0.27	
Spulenradius	1.00	m	1.00			
Magnetfeld	3	T	2.5	2	1.9	
iota	0.50		0.50		1.00	
Plasmastrom	0.00E+00	A	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
Elongation	1					
Elektronentemperatur	5,000	V	1,500	250	1,500	
Elektronendichte	1.00E+20	m-3	1.00E+20	5.00E+19	1.30E+20	
Ionentemperatur	5,000	V	200	250	1,000	
Plasmaionendichte	1.00E+20	m-3	1.00E+20	5.00E+19	1.30E+20	
Plasmaionenmasse	1		2			
Plasmaionenladung	1		1			
Testelektronenenergie	50,000	V	40,000	40,000	35,000	
Testionenenergie	50,000	V	40,000	40,000	35,000	
Testionenmasse	1		2	1		
Testionenladung	1		1	1		
Mikrowellenfrequenz	7.00E+10	Hz		5.30E+10	5.32E+10	
Testneutralteilchenenergie	50,000	V	40,000	40,000	35,000	
Testneutralteilchenmasse	1		2	1		
Heizleistung	2.50E+07	W	3.00E+06	1.10E+06	1.70E+06	
Wellenlänge	5.00E-07	m				
Modulationsfrequenz	5.00E+07	Hz				

Table 1: A list of all the input variables predefined for some specific devices. The test numbers are automatically taken for blank fields.

Formulas, diagrams, and notes

The **formulas** are arranged in a table and are identified by their physical name and their numerical value together with their dimension, as seen in Table 2. The numerical value of each formula is explicitly evaluated from the input variables, which, together with their numerical values and dimensions, are listed next to the corresponding formula. This also holds for formulas which implicitly depend on other formulas. The Larmor radius, for instance, depends on the particle velocity perpendicular to the magnetic field, but the explicit variables are the temperature, mass and charge of the particles, and these are consequently listed as input variables in the table. For the integral quantities (e.g. plasma energy content \equiv Plasmaenergieinhalt, or Bremsstrahlung total) the plasma is assumed to be homogeneous throughout its volume, from the centre up to the plasma radius a . These integral quantities are therefore simply the local quantities times the plasma volume. To get a reasonable value for an integral quantity, obviously volume-averaged values for the local quantities have to be taken or, for centrally peaked quantities, the reactive volume has to be restricted by a proper choice of the plasma radius a .

The dependence of a formula on any input variable can easily be calculated and displayed in a **diagram**. The formula selected is evaluated for different values of the input variable selected. By default 5 points are shown in the diagram, ranging from 1/2 to 2 times the table value of the input variable. Figure 1 shows, as a simple example, the Larmor radius of the ions as a function of the magnetic field strength from 1.5 to 6 T. The ion temperature, mass and charge are kept constant at 5000 V, 1, and 1 respectively. The number of points, the range of the input variable, and the axis scaling (log/lin) can be changed.

The diagram, the table of the calculated values, or any other part of the formulary can be printed or exported into another application such as Word. More sophisticated changes to the diagram layout can be made by using the Excel facilities or, after exporting the diagram into some other application for graphics design.

Name of formula	Value		Name of variable	Value	
Gyrofrequenz e	8.40E+10	Hz	für Magnetfeld	3.00	T
Gyrofrequenz Plasmaionen	2.29E+07	Hz	für Magnetfeld	3.00	T
			Plasmaionenmasse	2.00	
			Plasmaionenladung	1.00	
thermische i-Geschwindigkeit	6.92E+05	m/s	für Ionentemperatur	5,000	V
			Plasmaionenmasse	2.00	
Beta total	4.474	%	für Magnetfeld	3.00	T
			Elektronentemperatur	5,000	V
			Elektronendichte	1.00E+20	m ⁻³
			Ionentemperatur	5,000	V
			Plasmaionendichte	1.00E+20	m ⁻³
Abbremszeit	3.39E-02	s	für Testionenenergie	50,000	V
			Testionenmasse	1.00	
			Testionenladung	1.00	
			Elektronentemperatur	5,000	V
			Elektronendichte	1.00E+20	m ⁻³
			Plasmaionenmasse	2.00	
			Plasmaionenladung	1.00	
Äquipartitionszeit	1.36E-01	s	für Elektronentemperatur	5,000	V
			Plasmaionendichte	1.00E+20	m ⁻³
			Plasmaionenmasse	2.00	
			Plasmaionenladung	1.00	
Impuls Austauschzeit e-i	1.76E-03	s	für Testelektronenenergie	50,000	V
			Plasmaionenladung	1.00	
			Plasmaionendichte	1.00E+20	m ⁻³

Table 2: Excerpt from the FORMEX Plasma Formulary.

Detailed information on the formulas, their derivation and references to their original sources is provided and can be looked up on the screen. These **notes** are invoked by the appropriate menu commands.

System of units

For the system of units the 'Système International d'Unités', SI, is used without exception. The plasma temperature is usually measured by the energy kT in units of [eV]. In this FORMEX Plasma Formulary the temperature T and any other particle energy E are defined by the voltage measured in units of [V], which after being multiplied by the elementary charge e , deliver the corresponding energy eT and eE in units of [J] as input to many formulas of the formulary.

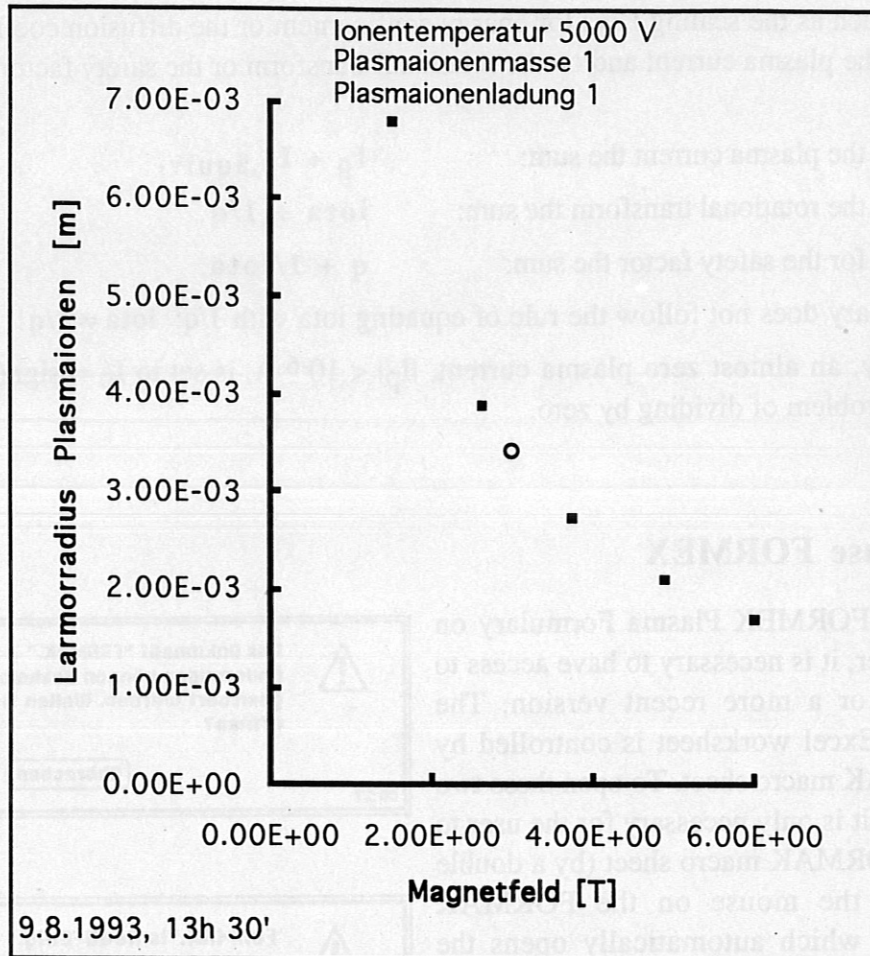


Figure 1: The ion Larmor radius as a function of the magnetic field.

Rotational transform and safety factor

A problem arises when setting up a formulary applicable to stellarators and tokamaks. Some formulas depend on the plasma current I_p , e.g. the scaling laws of the energy confinement, others on the rotational transform $iota$, e.g. diffusion coefficients. To circumvent the conflicting interdependence of the safety factor q ($\sim 1/I_p$) and the rotational transform $iota$, a rule is followed for this formulary which strictly separates q and $iota$ (see Table 3).

- I_p and $iota$ are taken as **input variables** and are independent of each other.
- The safety factor q is evaluated from I_p by the appropriate formula $q \sim 1/I_p$,
- and a fictitious current $I_{p,äquiv}$ is assigned to $iota$ by the formula $I_{p,äquiv} \sim iota$.

Stellarator (pure):	$I_p = 0, iota \neq 0$	\Rightarrow	$q \equiv \infty,$	$I_{p,äquiv} \sim iota.$
Stellarator (general):	$I_p \neq 0, iota \neq 0$	\Rightarrow	$q \sim 1/I_p,$	$I_{p,äquiv} \sim iota.$
Tokamak:	$I_p \neq 0, iota \equiv 0$	\Rightarrow	$q \sim 1/I_p,$	$I_{p,äquiv} \equiv 0.$

Table 3 Definition of q and $I_{p,äquiv}$ for the stellarator and the tokamak.

Formulas such as the scaling laws for energy confinement or the diffusion coefficients, which depend on the plasma current and on the rotational transform or the safety factor, are evaluated by inserting

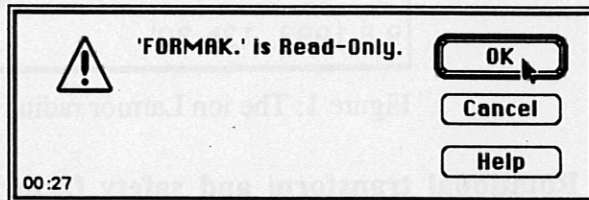
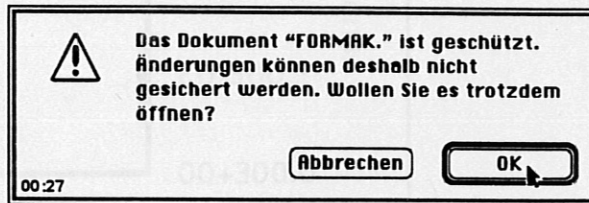
- for the plasma current the sum: $I_p + I_{p,äquiv}$,
- for the rotational transform the sum: $iota + 1/q$,
- for for the safety factor the sum: $q + 1/iota$.

This formulary does not follow the rule of equating $iota$ with $1/q$: $iota \neq 1/q!$

Numerically, an almost zero plasma current, $|I_p| < 10^{-6}$ A, is set to $I_p = \text{sign}(I_p) * 10^{-6}$ A to avoid any problem of dividing by zero.

How to use FORMEX

To run the FORMEX Plasma Formulary on the computer, it is necessary to have access to **Excel 3.0** or a more recent version. The FORMEX Excel worksheet is controlled by the FORMAK macro sheet. To open these two documents, it is only necessary for the user to open the FORMAK macro sheet (by a double click with the mouse on the FORMAK document), which automatically opens the FORMEX worksheet. After replying OK to the first question and again OK to the second remark the opening procedure finishes by displaying the head of the formulary.



All input variables are set to the test values, i.e. Testwerte, as default. By utilizing the vertical scroll bar one can inspect all the formulas in a systematic or random manner. To find any specific formula and its dependence on its input parameters, special procedures have been devised which can be invoked by the commands of the menus of the menu bar.

Formelnamen	Zahlenwert	Dimension	für	Variablenname	Variablenwert	Variablen dim.
mittl. therm. e-Geschwindigkeit	5.14E+07	m/s	für	Elektronentemperatur	5,000	Y
mittl. therm. i-Geschwindigkeit	8.48E+05	m/s	für	Ionentemperatur	5,000	Y
				Plasmenionenne	2.00	
thermische e-Geschwindigkeit	4.19E+07	m/s	für	Elektronentemperatur	5,000	Y
thermische i-Geschwindigkeit	6.92E+05	m/s	für	Ionentemperatur	5,000	Y
				Plasmenionenne	2.00	
Aspektverhältnis	1.00E+01		für	Torusradius	5.00	m
				Plasmaradius	0.50	m
Plasmoberfläche	9.87E+01	m ²	für	Torusradius	5.00	m
				Plasmaradius	0.50	m
Plasmasvolumen	2.47E+01	m ³	für	Torusradius	5.00	m
				Plasmaradius	0.50	m
Elektronenenergiedichte	1.20E+05	J/m ³	für	Elektronentemperatur	5,000	Y
				Elektronendichte	1.00E+20	m ⁻³

The commands are likely to be self-explanatory and many provisions are made against faulty inputs. Nevertheless, a short description of how to handle the most frequently used commands will be given.

The Formulas menu

Formulas	
Select formula...	=F
Change variable...	%U
Show information	%I

The commands of the 'Formulas' menu operate on the formulas and their input variables. Direct input into any field of the formulary is disabled. This protection keeps the formulary operating even after many of the faulty inputs possible.

Select formula...

presents all formula names in alphabetic order, from which a specific formula can be selected for display on the screen. One can either select a formula by clicking on its name or by writing the name or only a few significant consecutive characters of the name into the appropriate field of the dialogue. After clicking to OK the chosen formula will be shown on the screen. This selection prepares the chosen formula as the ordinate for later display of the diagram.

Change variable...

allows one to change the numerical value of a previously marked input variable of the formulary. A sub menu is displayed which accepts a new value for the input variable. Having marked any arbitrary field of the formulary, the input variable on this line will be taken and changed.

Show information

opens the information window for the formula selected. This information window shows first of all the formula as programmed for numerical evaluation. Next, the name of the formula is given. Extensive notes are displayed on the relation to other formulas and, except for the very simple formulas, their derivation. Finally, for many formulas a reference to the primary literature is given which allows one to look up the original source of the formula. If necessary, all notes can be made visible on the screen by shifting, changing, or hiding the other windows. A complete printout of all the notes is presented in the Appendix.

The Parameter menu

Parameter	
Choose device...	
Change data...	

The 'Parameter' menu provides a convenient way of changing the whole set of input variables by choosing an experimental device by name or by displaying the set of input variables and their present values

in order to change these data.

Choose device...

presents the names of all experimental devices for which a full set of input variables has been predefined in the formulary. One can either select a device by clicking on its name or by writing the name or only a few significant consecutive characters of the name in the appropriate field of the dialogue. After a different device has been chosen, all input variables are set to the values of this device and all formulas are recalculated according to the new set of input variables.

Change data...

displays the complete table of input variables for all devices and allows one to change the set of variables for the device selected by typing the new numbers in the relevant fields. The table accepts only values for the input variables of the device selected. Input to other fields of the table will be rejected. After a new number has been printed, it should be entered by using the arrow down or arrow up key instead of the enter key. Pressing the enter key will lead back to the ordinary mode of operating the formula collection. For a blank field the corresponding variable value is taken from the test numbers.

FORMEX. [Read-Only]						
Variablenliste	Testwerte	W7-AS	LHD	CHS	Heliotron-E	ATF
Torusradius	5.00 m	2.00	3.90	1.00	2.20	2.10
Plasmaradius	0.50 m	0.20	0.65	0.20	0.21	0.27
Spulenradius	1.00 m	1.00				
Magnetfeld	3 T	2.5	3	2	1.9	1.9
iota	0.85	0.50	1.20		2.50	1.00
Plasmastrom	1.00E+00 A	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
Elongation	1					
Elektronentemperatur	5,000 V	1,500	1,450	250	1,000	1,500
Elektronendichte	1.00E+20 m-3	1.00E+20	1.00E+20	5.00E+19	5.00E+19	1.30E+20
Ionenentemperatur	5,000 V	200	1,450	250	900	1,000
Plasmaionendichte	1.00E+20 m-3	1.00E+20	1.00E+20	5.00E+19	5.00E+19	1.30E+20
Plasmaionenmasse	2	2				
Plasmaionenladung	1	1				
Testelektronenenergie	50,000 V	40,000				35,000
Testionenenergie	50,000 V	40,000				35,000
Testionenmasse	1	2				
Testionenladung	1	1				
Mikrowellenfrequenz	7.00E+10 Hz			1		
Testneutralteilchenenergie	50,000 V	40,000		5.30E+10	1.06E+11	5.32E+10
Testneutralteilchenmasse	1	2		40,000		35,000
Heizleistung	2.50E+07 W	3.00E+06		1		
Wellenlänge	5.00E-07 m			1.10E+06	2.50E+06	1.70E+06
Modulationsfrequenz	5.00E+07 Hz					

After a new number has been printed, it should be entered by using the arrow down or arrow up key instead of the enter key. Pressing the enter key will lead back to the ordinary mode of operating the formula collection. For a blank field the corresponding variable value is taken from the test numbers.

The Diagram menu

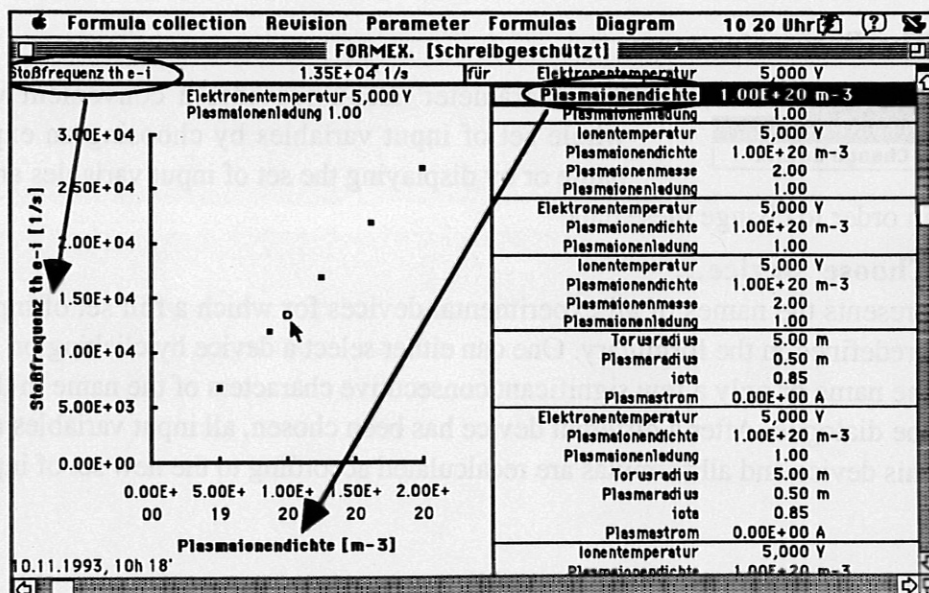
Diagram	
Show	= D
Change...	%C
Print...	%G
Erase	%B

The 'Diagram' menu becomes activated only after a specific formula has been selected by the 'Select formula' command from the 'Formulas' menu. The formula selected will be used as the ordinate in the diagram to be plotted. Before actually starting the 'Show' plot procedure the abscissa has to be defined by clicking on the name of the relevant input variable.

The 'Change', 'Print,' and 'Erase' commands are activated after the diagram has been plotted.

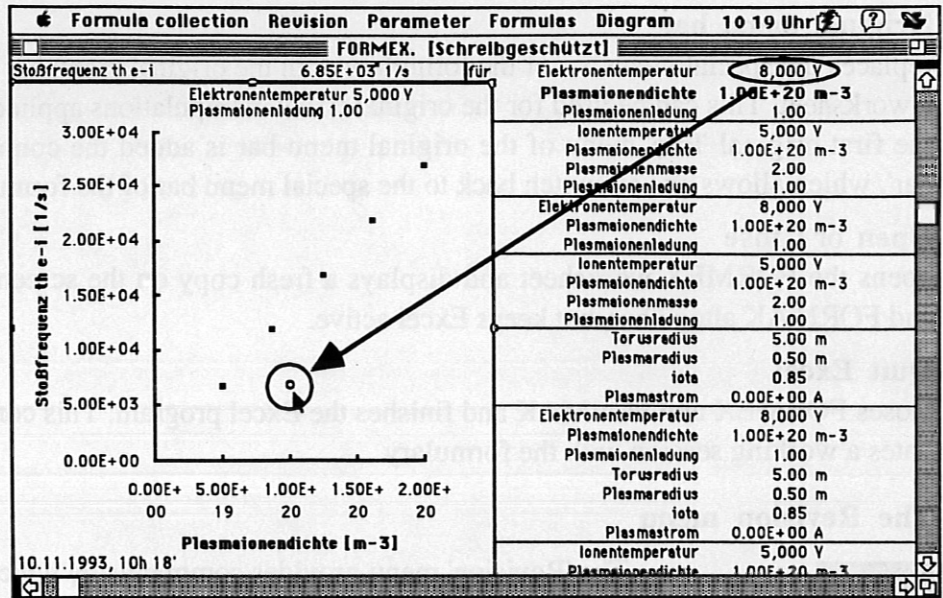
Show

evaluates a diagram which shows how the formula chosen depends on the selected input variable. The formula values are calculated as default for 5 equidistant values of the input variable ranging from 1/2 to 2 times the value which is written down on the formula.



During the calculation a list of these input values together with the formula values is shown on the screen. A diagram is displayed which shows a graph of these 5 points. The names and values of all those variables which are kept constant are written on the diagram. An

additional point is shown in the plot, which maintains the link with the input variables of the formulary. A change of any of these input variables moves this additional point in the plot accordingly, changing the axis scaling if necessary. The example shows the electron-ion collision



on frequency, i.e. Stoßfrequenz th e-i, as a function of the plasma ion density. For the additional point the electron temperature was changed from 5000 to 8000 V after display of the diagram.

Change...

with the assistance of a sub menu, allows one to alter the scaling of the x-axis and the y-axis from linear to logarithmic scaling, change the range of the input variable, and vary the number of points.

Print...

delivers a printed copy of the diagram after previously displaying a sub menu for selecting the print options.

Erase

erases the diagram and the table of values computed for the points of this diagram.

Darstellung

<p>X-Achse</p> <p><input checked="" type="radio"/> linear</p> <p><input type="radio"/> logarithmisch</p>	<p>Y-Achse</p> <p><input checked="" type="radio"/> linear</p> <p><input type="radio"/> logarithmisch</p>
<p>erster X-Wert:</p> <p><input type="text" value="5E+19"/></p>	<p>letzter X-Wert:</p> <p><input type="text" value="2E+20"/></p>
<p>Punktzahl: <input type="text" value="5"/></p>	
<input type="button" value="Abbrechen"/>	<input type="button" value="OK"/>

The 'Formula Collection' menu

Formula collection	
Set print area	
Print...	%P
Original menu bar	%J
Open	%O
Close	%W
Quit EXCEL	%Q

The 'Formula Collection' menu contains commands from the original 'File' Excel menu for handling the formulary as an Excel worksheet or printing the formulary as a whole or in parts on paper. The only special command of this menu is 'Original menu bar', which leads back to the original Excel environment.

Set print area and Print...

serve to print any data on paper, e.g. the diagram of the formula variation or the table of the computed plot points or any selected area of the formulary. The 'Set print area' command defines the field or the object to be printed, which has to be marked beforehand. The 'Print...' command actually starts the print procedure after displaying a dialogue for setting some plot parameters.

Original menu bar

replaces the special menu bar of the formulary with the original menu bar of Excel for handling a worksheet. This can be used for the original Excel manipulations applied to the formulary. To the first original 'File' menu of the original menu bar is added the command 'Formula menu bar', which allows one to switch back to the special menu bar of the formulary.

Open or Close

opens the FORMEX worksheet and displays a fresh copy on the screen or closes FORMEX and FORMAK altogether, but keeps Excel active.

Quit Excel

closes FORMEX and FORMAK and finishes the Excel program. This command usually terminates a working session with the formulary.

The Revision menu



The 'Revision' menu provides commands by which additional formulas or variables or devices can be incorporated into the formulary. These changes are only of temporary use since the formulary is write-protected which does not allow one to save any modified version. Expanding the formula collection is only possible by first removing the write protection from the FORMEX worksheet and the FORMAK macro sheet.

Listing

updates the list of devices and list of formulas displayed by the appropriate dialogues. This command has to be invoked only after adding or removing any formula to or from the formulary.

Grouping

enumerates the number of input variables entering each individual formula, which needs to be done only after changing a set of input variables of any formula.

The original Excel menus

Everything that is displayed on the screen can be copied to any other document or printed on a laser writer or any other printer. For further numerical operations and improvements of the graphical layout the whole variety of the original Excel commands and macros can be made accessible simply by switching from the special menu bar to the original menu bar of Excel. By the Excel commands, 'Print...' and 'Copy' followed by 'Paste', one can print or manipulate the formula collection or parts of it. In particular, the instructions to evaluate the formulas, notes on the formulas, and diagrams can be changed by typing any input into the appropriate fields. A picture of the screen can be filed by pressing CMD+SHIFT+3 under Windows or $\text{⌘}+\text{SHIFT}+3$ on the Macintosh. All the mathematical procedures which are provided by Excel can be applied to the formulary.

Protection of FORMEX

All the cells of the FORMEX worksheet are cell-protected, i.e. no direct input or change from the keyboard is possible. This protection prevents any damage of the actual formulas by erro-

neous input. Any sensible change of the input variables and consequently of the formula values is made possible by using the appropriate menus and commands. Every time a working session is started by opening the FORMEX worksheet the status of the formulary is identical to the first version installed on the computer. Any trial to replace the FORMEX worksheet by a modified copy using the 'Save' command is rejected, because the document is write-protected. The user can therefore rely on starting with a fresh copy of the formulary at any time, whatever happened to the working copy or whatever happened to the computer system.

How to get FORMEX

The formulary can be installed at any PC or Macintosh computer by copying the two files, FORMEX and FORMAK, from a 3.5" diskette into a folder or directory on the hard disk of the user's computer. A most convenient way is to get FORMEX and FORMAK from ANONYMOUS FTP via the address [FTP.IPP-GARCHING.MPG.DE](ftp://ipp-garching.mpg.de), a procedure which allows public access and requires no legitimation or privilege.

The online access to the formulary is restricted to scientific applications only. There is no legitimation for any commercial usage.

Acknowledgements

The author thanks F. Rau for many helpful comments on handling the formulary, I. Schoenewolf for his assistance in getting it to run on the PC, and A. Hackl and K. Desinger for providing the network facilities.

References

- [1] L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Gases, Intersc. Publishers, Inc., New York, 1956
- [2] K. Miyamoto: Plasma Physics for Nuclear Fusion, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, 1980
- [3] T.J.M. Boyd, J.J. Sanderson: Plasma Dynamics, Nelson and Sons LTD, London, 1969
- [4] I.P. Shkarofsky, T.W. Johnston, M.P. Bachynski: The Particle Kinetics of Plasmas, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, Palo Alto, London, Don Mills Ontario, 1966
- [5] A. Anders: A Formulary for Plasma Physics, Akademie-Verlag, Berlin, 1990
- [6] D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987
- [7] J. Wesson: Tokamaks, Clarendon Press, Oxford, 1987
- [8] H.W. Drawin, P. Felenbok: Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium, Gauthier-Villars, Paris, 1965

Names: Abbremszeit

Note: τ_E = totale Abbremszeit monoenergetischer Ionen mit der Energie E_i an thermischen Elektronen und Ionen. Mit E_{crit} = Energie der schnellen Ionen, bei der die Ionen und die Elektronen des Plasmas mit gleicher Rate geheizt werden und mit $\tau_{e,i}$ = Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit thermischen Elektronen ("longitudinal slowing down time") ist:

$$\rightarrow \tau_E = \tau_{e,i} / 3 \ln\{1 + (E_i/E_{crit})^{1.5}\}, \quad (s).$$

Berechnung gilt nur, solange $v_{th}(\text{Plasmaionen}) \ll v(\text{Testionen}) \ll v_{th}(\text{Elektronen})$.

T.H. Stix: Heating of Toroidal Plasmas by Neutral Injection. Plasma Physics 14, p. 367 (1967), equ. 16.

Names: Ablenkzeit_{e_e}

Note: $\tau_{d,e_e} = 90^\circ$ Ablenkzeit monoenergetischer Elektronen an thermischen Elektronen = "deflection time" = "transverse diffusion time".

Solange $E_e(\text{Test}) \gg T_e$, d.h. $x = E_e/T_e \gg 1$: \rightarrow Maxwell Integral $\psi \approx 1$, dessen Ableitung $\psi' \approx 0$.

Mit τ_{0,e_e} = Basis_Relaxationszeit_{e_e} (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

$$\rightarrow \tau_{d,e_e} = \tau_{0,e_e} / [2 \cdot \{\psi + \psi' - \psi'/(2x)\}] = 1/2 \cdot \tau_{0,e_e}, \quad (s).$$

Mit $\tau_{e,i}$ = Impuls_Austauschzeit_{e_i} (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$: $\tau_{d,e_e} = 1/2 \cdot \tau_{e,i}$.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 17.17; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Ablenkzeit_{e_i}

Note: $\tau_{d,e_i} = 90^\circ$ Ablenkzeit monoenergetischer Elektronen an thermischen, d.h. praktisch ruhenden Ionen

= "deflection time" = "transverse diffusion time".

Es gilt i.d.R. $v(\text{Testelektronen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma})/m_e \cdot E_e/T_i \gg 1$.

\rightarrow Maxwell Integral $\psi \approx 1$, dessen Ableitung $\psi' \approx 0$.

Mit τ_{0,e_i} = Basis_Relaxationszeit_{e_i} (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit ruhenden Ionen) wird

$$\rightarrow \tau_{d,e_i} = \tau_{0,e_i} / [2 \cdot \{\psi + \psi' - \psi'/(2x)\}] = 1/2 \cdot \tau_{0,e_i}, \quad (s).$$

Mit $\tau_{e,i}$ = Impuls_Austauschzeit_{e_i} (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$: $\tau_{d,e_i} = 1/2 \cdot \tau_{e,i}$.

Trubnikov ...; Book: siehe bei Ablenkzeit_{e_e}.

Names: Ablenkzeit_{i_e}

Note: $\tau_{d,i_e} = 90^\circ$ Ablenkzeit monoenergetischer Ionen an thermischen Elektronen = "deflection time" = "transverse diffusion time".

Solange $v(\text{Testionen}) \ll v_{th}(\text{Plasmaelektronen})$, d.h. $x = m_e/m_i(\text{Test}) \cdot E_i/T_e \ll 1$:

\rightarrow Maxwell Integral $\psi \approx 4/(3 \cdot \sqrt{\pi}) \cdot x^{1.5}$, dessen Ableitung $\psi' \approx 2/\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{x}$.

Mit τ_{0,i_e} = Basis_Relaxationszeit_{i_e} (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

$$\rightarrow \tau_{d,i_e} = \tau_{0,i_e} / [2 \cdot \{\psi + \psi' - \psi'/(2x)\}] = 3/8 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{(m_i(\text{Test})/m_e) \cdot (T_e/E_i)} \cdot \tau_{0,i_e}, \quad (s).$$

Mit $\tau_{e,i}$ = Impuls_Austauschzeit_{e_i} (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i = E_e$:

$$\tau_{d,i_e} = 0.66 \cdot m_i(\text{Test})/m_e \cdot \sqrt{(T_e/E_i)} \cdot \tau_{e,i}.$$

Trubnikov...; Book: siehe bei Ablenkzeit_{e_e}.

Names: Ablenkzeit_{i_i}

Note: $\tau_{d,i_i} = 90^\circ$ Ablenkzeit monoenergetischer Ionen an thermischen Ionen = "deflection time" = "transverse diffusion time".

Solange $v(\text{Testionen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma})/m_i(\text{Test}) \cdot E_i/T_i \gg 1$:

-> Maxwell Integral $\psi_i = 1$, dessen Ableitung $\psi_i' = 0$.

Mit $\tau_{0,i} = \text{Basis_Relaxationszeit_i}$ (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Ionen in Ruhe) wird

-> $\tau_{d,i} = \tau_{0,i} / [2 \cdot \{\psi_i + \psi_i' - \psi_i / (2x)\}] = 1/2 \cdot \tau_{0,i}$, (s).

Mit $\tau_{s,e} = \text{Impuls_Austauschzeit_e}$ (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i = E_e$:

$\tau_{d,i} = 1/2 \cdot \sqrt{m_i(\text{Test})/m_e} \cdot \tau_{s,e}$.

Trubnikov ...; Book: siehe bei Ablenkzeit_e_e.

Names: Alfvén_Geschwindigkeit

Note: Alfvén Geschwindigkeit = $\sqrt{[B^2 / (\mu \cdot n_i \cdot m_i)]}$, (m/s, T, Vs/(Am), m^{-3} , kg),
= $2.18E16 \cdot B / \sqrt{n_i \cdot m_i / m_p}$, (m/s, T, m^{-3}).

$\sqrt{2/3} \cdot \text{thermische Ionengeschwindigkeit} = \sqrt{(\text{Beta}_i / 100)} \cdot \text{Alfvén Geschwindigkeit}$.

Names: Alphateilchen_Heizleistungsdichte_d_t

Note: Die Alphateilchen_Heizleistungsdichte_d_t ist das Produkt aus der Rate der Fusionsstöße $D(t,n)\alpha$ und der dabei freigesetzten Alphateilchenenergie $Q\alpha = 3.52 \text{ MV}$.

Für $T(d) = T(t) = T$ ($T = T_e$) und ein Mischungsverhältnis von $n(d):n(t) = 1:1$, d.h.:

$n(d) = n(t) = n_e/2$ und damit Plasmaionenmasse = 2.5, wird mit dem Ratenkoeffizienten

$\langle \sigma v \rangle = \text{Ratenkoeffizient_D}(t,n)\alpha$ die

-> $\text{Alphateilchen_Heizleistungsdichte_d_t} = 1/4 \cdot n_e^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot e \cdot 3.52E6$,
($1/(m^3 \cdot s)$, m^{-3} , m^3/s , As).

S. Glasstone, R.L. Lovberg: Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand Reinhold Comp., 1960, ch. 2.

Names: Anzahl_der_Elektronen_in_Debye_Kugel

Note: Anzahl der Elektronen in der Debye Kugel:

= $4\pi/3 \cdot n_e \cdot \text{Debye_Länge}^3$,

= $1.72E12 \cdot T_e^{1.5} / \sqrt{n_e}$, (V, m^{-3}), für $T_e = T_i$ und $n_e = n_i$ (d.h. $Z=1$).

B.A. Trubnikov ...; siehe Debye Länge.

Names: Äquipartitionszeit

Note: $\tau_T = \text{Äquipartitionszeit} = \text{Temperatur-Ausgleichszeit zwischen thermischen Elektronen und thermischen Ionen}$. Relevant, weil wesentlich kürzer, ist nur die Elektronen-Temperatur-Ausgleichszeit durch Stöße der Elektronen an den Hintergrund-Ionen: τ_{T,e_i} ,

($\tau_{T,e_i} = \sqrt{(m_e/m_i)} \cdot \tau_{T,i_e}$). Aus der Definition $dT_e/dt = (T_e - T_i) / \tau_{T,e_i}$ berechnet sich für $v(\text{Elektronen}) \gg v(\text{Ionen})$, aber T_e nicht exzessiv groß gegenüber T_i :

-> $\tau_{T,e_i} = 3 / [8 \cdot \sqrt{2\pi \cdot m_e}] \cdot m_i \cdot (e \cdot T_e)^{1.5} / [(Z \cdot e^2 / 4\pi \cdot \epsilon_0)^2 \cdot \text{Lambda}_{e_i} \cdot n_i]$,
(s, kg, As, V, As/(Vm), m^{-3}),

= $3.16E14 \cdot m_i \cdot T_e^{1.5} / (Z^2 \cdot \text{Lambda}_{e_i} \cdot n_i)$, (s, V, m^{-3}).

Die Temperaturdifferenz verschwindet exponentiell ($\tau_{T,e_i} = \text{const.}$), solange sich das mittlere Quadrat der relativen Geschwindigkeit, d.h. $(T_e/m_e + T_i/m_i)$, nicht wesentlich ändert.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 20.6; L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Plasmas, Interscience Publishers, New York, 1956, equ. 5-31.

Names: Aspektverhältnis

Note: Aspektverhältnis = Torusradius / Plasmaradius = R/a .

Names: Basis_Relaxationszeit_e_e

Note: $\tau_{0,e_e} = \text{Basis Relaxationszeit } e_e$

= Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit - irrealistisch angenommen -

'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe:

$$\rightarrow \tau_{0,e_e} = 1/(\pi\sqrt{2}) \cdot \sqrt{m_e} \cdot (e \cdot E_e)^{1.5} / \left[\left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0} \right)^2 \cdot \Lambda_{e_e} \right],$$

(s, kg, As, V, As/(Vm), m⁻³).

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 14.12; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Basis_Relaxationszeit_e_i

Note: τ_{0,e_i} = Basis Relaxationszeit e_i

= Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit - realistisch zutreffend -
'unendlich schweren' Ionen in Ruhe:

$$\rightarrow \tau_{0,e_i} = 1/(\pi\sqrt{2}) \cdot \sqrt{m_e} \cdot (e \cdot E_e)^{1.5} / \left[\left(\frac{Z(\text{Plasma}) \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0} \right)^2 \cdot \Lambda_{e_i} \right],$$

(s, kg, As, V, As/(Vm), m⁻³).

Für Z=1 wird: $\tau_{0,e_i} = \tau_{0,e_e}$.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 14.12; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Basis_Relaxationszeit_i_e

Note: τ_{0,i_e} = Basis Relaxationszeit i_e

= Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit - unrealistisch angenommen -
'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe:

$$\rightarrow \tau_{0,i_e} = 1/(\pi\sqrt{2}) \cdot \sqrt{m_i(\text{Test})} \cdot (e \cdot E_i)^{1.5} / \left[\left(\frac{Z(\text{Test}) \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0} \right)^2 \cdot \Lambda_{i_e} \right],$$

(s, kg, As, V, As/(Vm), m⁻³).

Für Z=1 und $E_i = E_e$ wird: $\tau_{0,i_e} = \sqrt{m_i(\text{Test})/m_e} \cdot \tau_{0,e_e}$.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 14.12; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Basis_Relaxationszeit_i_i

Note: τ_{0,i_i} = Basis Relaxationszeit i_i

= Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit - unrealistisch angenommen -
'unendlich schweren' Ionen in Ruhe:

$$\rightarrow \tau_{0,i_i} = 1/(\pi\sqrt{2}) \cdot \sqrt{m_i(\text{Test})} \cdot (e \cdot E_i)^{1.5} / \left[\left(\frac{Z(\text{Test}) \cdot Z(\text{Plasma}) \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0} \right)^2 \cdot \Lambda_{i_i} \right],$$

(s, kg, As, V, As/(Vm), m⁻³).

Für Z=1 und $E_i = E_e$ wird: $\tau_{0,i_i} = \sqrt{m_i(\text{Test})/m_e} \cdot \tau_{0,e_e}$.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 14.12; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Beta_e

Note: Beta_e ist das Verhältnis des gaskinetischen Elektronendruck zum Magnetfelddruck.

$$\text{Beta}_e = 100 \cdot \text{Elektronendruck} / \text{Magnetfelddruck} = 100 \cdot 2\mu \cdot n_e \cdot e \cdot T_e / B^2,$$

(% , Vs/(Am), m⁻³, As, V, T).

Names: Beta_i

Note: Beta_i ist das Verhältnis des gaskinetischen Ionendruck zum Magnetfelddruck.

$$\text{Beta}_i = 100 \cdot \text{Ionendruck} / \text{Magnetfelddruck} = 100 \cdot 2\mu \cdot n_i \cdot e \cdot T_i / B^2,$$

(% , Vs/(Am), m⁻³, As, V, T).

Names: Beta_pol.

Note: Beta_pol ist das Verhältnis des gaskinetischen Drucks zum poloidalen Magnetfelddruck. Aus

der für den Stellarator ($I_p=0$) und den Tokamak ($iota=0 \rightarrow I_p, \text{äquiv}=0$) gleichzeitig gültigen Definition $B, \text{pol} = \mu(I_p + I_p, \text{äquiv}) / (2\pi a)$ wird mit $I_p = 2\pi a^2 B / (\mu R) * 1/q$ und $I_p, \text{äquiv} = 2\pi a^2 B / (\mu R) * iota$:
 $\rightarrow \text{Beta}, \text{pol} = \text{Beta}, \text{total} / 100 * (B/B_{\text{pol}})^2 = \text{Beta}, \text{total} / 100 * [A / (iota + 1/q)]^2, \quad (, \%)$.

Names: Beta_total

Note: Beta_total ist das Verhältnis des gaskinetischen Drucks zum Magnetfelddruck.
 $\text{Beta}, \text{total} = 100 * \text{Plasmadruck} / \text{Magnetfelddruck}, \quad (\%, \text{ J/m}^3)$.

Names: Bohm_Diffusionskoeffizient

Note: Der Bohm Diffusionskoeffizient beschreibt die konvektiven, anomalen Verluste, verursacht durch Fluktuationen der Dichte und des elektrischen Feldes, welche durch langwellige ($\approx a$) Instabilitäten erzeugt werden.

$D, \text{Bohm} = T_e / (16 * B), \quad (\text{m}^2/\text{s}, \text{ V}, \text{ T})$.

D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington D.C. 20375, 1987.

Names: Bounce_Frequenz_e

Note: Bounce_Frequenz_e ist die Frequenz, mit welcher gefangene Elektronen über eine Verbindungslänge oszillieren.

Mit der maximal möglichen Parallelgeschwindigkeit der gefangenen Elektronen $v, \text{th}_e / \sqrt{A}$ ($A = \text{Aspektverhältnis}$), und der Verbindungslänge $R / (iota + 1/q)$:

$\rightarrow f_{b,e} = v, \text{th}_e / [R / (iota + 1/q) * \sqrt{A}], \quad (1/\text{s}, \text{ m/s}, \text{ m})$.

Definition von $iota$ und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys., 48, p. 239, (1976), equ. 3.48.

Names: Bounce_Frequenz_i

Note: Bounce_Frequenz_i ist die Frequenz, mit welcher gefangene Ionen über eine Verbindungslänge oszillieren.

Mit der maximal möglichen Parallelgeschwindigkeit der gefangenen Ionen $v, \text{th}_i / \sqrt{A}$ ($A = \text{Aspektverhältnis}$), und der Verbindungslänge $R / (iota + 1/q)$:

$\rightarrow f_{b,i} = v, \text{th}_i / [R / (iota + 1/q) * \sqrt{A}], \quad (1/\text{s}, \text{ m/s}, \text{ m})$.

Definition von $iota$ und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys., 48, p. 239, (1976), equ. 3.48.

Names: Breakeven_Bedingung

Note: Die Breakeven-Bedingung bestimmt die Plasmaparameter für den "breakeven-point" des Plasmas. Das Produkt $n * \tau = \text{Elektronendichte} * \text{Energieeinschlußzeit}$ ist dadurch definiert, daß die Energieverlustrate $PL = 3 * n * e * T / \tau$ zusammen mit der Bremsstrahlungsleistung $PB = 1.54E-38 * Z^2 * n^2 * \sqrt{T}$ des Plasmas balanciert werden durch die im Plasma deponierte Leistung der Fusionsreaktionsprodukte $PA = 1/4 * n^2 * \langle \sigma * v \rangle * QA$ einerseits und die gesamte - mit dem elektrischen Wirkungsgrad η multiplizierte - das Plasma verlassende Leistung einschließlich der im Plasma nicht deponierten Fusionsleistung $PT - PA$ (Fusionsleistung = $PT = 1/4 * n^2 * \langle \sigma * v \rangle * QF$):

$PL + PB = PA + \eta * [(PT - PA) + PL + PB]$.

Für ein d-t Plasma ist die freigestzte Reaktionsenergie $QF = 22.36 \text{ MV}$ (17.58 MV von der d-t Reaktion und 4.78 MV von der Li6-n Reaktion), die Alphateilchenenergie $QA = 3.52 \text{ MV}$ und $\langle \sigma * v \rangle = \text{Ratenkoeffizient}_D_t_n_Alpha$.

Für $T(d) = T(t) = T$ ($T = T_e$) und ein Mischungsverhältnis von 1:1,

d.h.: $n(d) = n(t) = n/2 \rightarrow \text{Plasmaionenmasse} = 2.5$, ergibt sich für den "breakeven-point":

$\rightarrow n * \tau_{\text{breakeven}} = 3 * e * T * (1 - \eta)$

$/ [1/4 * \langle \sigma * v \rangle * e * (\eta * 22.36E6 + (1 - \eta) * 3.52E6) - (1 - \eta) * 1.54E-38 * \sqrt{T}]$,

(m⁻³s, As, V, m³/s).

- eta=1/3 gesetzt für die Auswertung in der Formelsammlung.

J.D. Lawson: Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor, Proc. Phys. Soc. (London), B70, 6, (1957).

Names: Bremsstrahlung_total

Note: Die Bremsstrahlung_total ist die totale, das aktive Plasmavolumen verlassende Bremsstrahlungsleistung, integriert über alle Frequenzen.

-> Bremsstrahlung_total = Bremsstrahlungsdichte * Plasmavolumen, (W, W/m³, m³).
L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Plasmas, Interscience Publishers, New York, 1956, equ. 5.49.

Names: Bremsstrahlungsdichte

Note: Die Bremsstrahlungsdichte ist die Bremsstrahlungsleistung pro Volumeneinheit, integriert über alle Frequenzen, abgestrahlt in 4π, in [W/m³]. In der nichtrelativistischen Näherung, vth,e « alpha*c (alpha=1/137 = Feinstrukturkonstante) gilt:

-> Bremsstrahlungsdichte

$$= 32\pi/3 \cdot \sqrt{(2\pi/3)} \cdot (e^2/(4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot c))^3 / (h \cdot m_e^{1.5} \cdot Z^2 \cdot n_i \cdot n_e \cdot \sqrt{(e \cdot T_e)}),$$

$$(W/m^3, As, As/(Vm), m/s, Js, kg, m^{-3}, V),$$

$$= 1.54E-38 \cdot Z^2 \cdot n_i \cdot n_e \cdot \sqrt{T_e}, (W/m^3, m^{-3}, V).$$

L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Plasmas, Interscience Publishers, New York, 1956, equ 5.49.

Names: Bremsstrahlungsdichte_spektral

Note: Die Bremsstrahlungsdichte_spektral ist die Bremsstrahlungsleistung pro Wellenlängenintervall (lambda in [m]), pro Volumen- und Raumwinkeleinheit in [W/(m⁴sr)]. In der nichtrelativistischen Näherung, vth,e « alpha*c (alpha=1/137=Feinstrukturkonstante) gilt:

-> Bremsstrahlungsdichte_spektral

$$= 32\pi^2/(3 \cdot \sqrt{3}) \cdot (e^2/4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot c)^3 / (2\pi \cdot m_e)^{1.5} \cdot Z^2 \cdot n_i \cdot n_e \cdot \sqrt{(e \cdot T_e)} \cdot c / \lambda^2$$

$$= \text{Bremsstrahlungsdichte} \cdot h / (4\pi \cdot e \cdot T_e) \cdot \exp(-h \cdot c / [\lambda \cdot e \cdot T_e]) \cdot c / \lambda^2,$$

$$(W/(m^4 \cdot sr), W/m^3, Js, As, V, m/s, m),$$

$$= 1.52E-45 \cdot n_i \cdot n_e \cdot \sqrt{T_e} \cdot \exp(-1.24E-6 / [\lambda \cdot T_e]) / \lambda^2,$$

$$(W/(m^4 \cdot sr), m^{-3}, V, m).$$

H.W. Drawin, P.Felenbok: Data for Plasmas in Local Thermal Equilibrium, Gauthier-Villars, Paris, (1965), p. 38.

Names: Chin_Li_Skalierung

Note: Chin-Li Skalierung der Energieeinschlußzeit für ICRF geheizte L-Mode D-Plasmen (Meff=2) der Tokamaks PLT, JET, ASDEX, TEXTOR, JFT-2M und JIPP TII-U (Meff=effektive Ionenmasse, k=Elongation):

$$\tau_{E,ms} = 3.63E-4 \cdot R[cm]^{1.27} \cdot a[cm]^{-0.18} \cdot \langle n_e \rangle [E13 \text{ cm}^{-3}]^{0.12} \cdot B[T]^{0.10} \cdot P_{heat}[MW]^{-0.51} \cdot I_p[kA]^{0.98} \cdot k^{0.20}.$$

Im Maßsystem dieser Formelsammlung und mit einer a posteriori eingeführten Isotopenabhängigkeit sowie nach Ersetzen des Plasmasstromes durch die Summe I_{p,äquiv}+I_p (I_{p,äquiv} ist der dem iota äquivalente, fiktive Plasmasstrom) erhält man:

$$\rightarrow \tau_{E,ms} = 0.063 \cdot R^{1.27} \cdot a^{-0.18} \cdot (\langle n_e \rangle / E20)^{0.12} \cdot B^{0.10} \cdot (P_{heat}/E6)^{-0.51} \cdot [(I_{p,äquiv} + I_p)/E6]^{0.98} \cdot k^{0.20} \cdot \sqrt{(Meff/2)}, (s, m, m^{-3}, T, W, A).$$

R. Chin, S. Li: L-Mode Global Energy Confinement Scaling for Ion Cyclotron Heated Tokamak Plasmas, Nucl. Fus. 32, p. 951, (1992), equ. 10.

Names: Coulomb_Logarithmus_e_e

Note: Coulomb Logarithmus e-e für Elektronen-Elektronen Stöße

= ln(Debye Länge/Stoßparameter), wobei der Stoßparameter für eine Ablenkung um 90° zu

nehmen ist.

$$\begin{aligned} \rightarrow \text{Lambda}_{e_e} &= 24 \cdot \ln(\sqrt{[n_e/E6]/T_e}), & (T_e > 10 \text{ V}), & (\text{ , m}^{-3}, \text{ V}), \\ &= 23 \cdot \ln(\sqrt{[n_e/E6]/T_e^{1.5}}), & (T_e < 10 \text{ V}), & (\text{ , m}^{-3}, \text{ V}). \end{aligned}$$

D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Coulomb_Logarithmus_e_i

Note: Coulomb Logarithmus e-i für Elektronen-Ionen Stöße = $\ln(\text{Debye Länge}/\text{Stoßparameter})$, wobei der Stoßparameter für eine Ablenkung um 90° zu nehmen ist.

$\text{Lambda}_{e_i} = \text{Lambda}_{i_e}$.

$$\begin{aligned} \rightarrow \text{Lambda}_{e_i} &= 24 \cdot \ln(\sqrt{[n_e/E6]/T_e}), & (T_e > 10 \text{ V}), & (\text{ , m}^{-3}, \text{ V}), \\ &= 23 \cdot \ln(\sqrt{[n_e/E6] \cdot Z/T_e^{1.5}}), & (T_e < 10 \text{ V}), & (\text{ , m}^{-3}, \text{ V}). \end{aligned}$$

D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Coulomb_Logarithmus_i_i

Note: Coulomb Logarithmus i_i für Ionen-Ionen Stöße = $\ln(\text{Debye Länge}/\text{Stoßparameter})$, wobei der Stoßparameter für eine Ablenkung um 90° zu nehmen ist.

$$\rightarrow \text{Lambda}_{i_i} = 23 \cdot \ln(\sqrt{[2n_i/E6] \cdot Z^3/T_i^{1.5}}), \quad (\text{ , m}^{-3}, \text{ V}).$$

D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Cutoff_Dichte_Elektronen

Note: Cutoff Dichte Elektronen (n_{ce}) ist diejenige Elektronendichte, bei welcher eine Welle mit der Frequenz f nur eine Wellenlänge tief eindringt.

Dies passiert, wenn $f = f_p$ (Plasmafrequenz) ist: $2\pi f = \sqrt{[4\pi \cdot n_{ce} \cdot e^2 / (4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot m_e)]}$.

$$\begin{aligned} \rightarrow n_{ce} &= (2\pi f)^2 \cdot 4\pi \cdot \epsilon_0 / e^2 \cdot m_e / (4\pi), & (\text{m}^{-3}, 1/\text{s}, \text{As}/(\text{Vm}), \text{As}, \text{kg}), \\ &= 1.24 \text{E-}2 \cdot f^2, & (\text{m}^{-3}, 1/\text{s}). \end{aligned}$$

Names: Debye_Länge

Note: Debye_Länge = Abschirmradius für das elektrische Potential in einem Plasma, bestehend aus Elektronen und einer Ionenspezies der Ladung Z : $\Phi/\Phi_0 = 1/r \cdot \exp(-r/\text{Debye_Länge})$, oder: Weglänge eines thermischen Elektrons während einer Elektronen Plasmaschwingung: Debye Länge $\approx 1/\sqrt{3} \cdot v_{th,e} / (2\pi \cdot f_{p,e})$.

$$\begin{aligned} \rightarrow \text{Debye Länge} &= 1/\sqrt{[4\pi Z e^2 / (4\pi \cdot \epsilon_0) \cdot (n_e \cdot T_e + n_i \cdot T_i) / [e \cdot T_e \cdot e \cdot T_i \cdot (1+Z)]]}, \\ & & (\text{m}, \text{As}, \text{V}, \text{m}^{-3}, \text{As}/(\text{Vm})), \\ &= 7.43 \text{E}3 \cdot \sqrt{(T_e/n_e)}, & (\text{m}, \text{V}, \text{m}^{-3}), & \text{für } T_e = T_i \text{ und } n_e = n_i \text{ (d.h. } Z=1). \end{aligned}$$

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 2.4.

Names: Diffusionskoeffizient_e_Bananen

Note: Diffusionskoeffizient e-Bananen = $\text{Schrittweite}^2 / \text{Stoßzeit}$. Die Schrittweite ist gegeben durch $\text{Elektronenlarmorradius} / (\text{iota} + 1/q)$; $1/\text{Stoßzeit}$ im Bananenbereich ist gegeben durch die effektive Stoßfrequenz $A \cdot \nu_{th,e_i}$ ($A = \text{Aspektverhältnis}$), mit welcher die gefangenen Elektronen aus dem Bananenbereich befreit werden, ν_{th,e_i} ist die Elektronen-Ionen Stoßfrequenz (siehe: $\text{Stoßfrequenz}_{th,e_i}$).

Die Berücksichtigung der Anzahl der in den Bananen gefangenen Teilchen liefert einen weiteren Faktor \sqrt{A} .

Der Vorfaktor $3/8 \cdot 1.38 \cdot \sqrt{2} = 0.732$ sowie die Z -Abhängigkeit $(1 + 0.53/Z)$ ergeben sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine).

$$\rightarrow \text{De}_{\text{Bananen}} = 0.732 \cdot (1 + 0.53/Z) \cdot [r_{L,e} / (\text{iota} + 1/q)]^2 \cdot \nu_{th,e_i} \cdot A^{1.5}, \quad (\text{m}^2/\text{s}, \text{m}, 1/\text{s}).$$

Oder: $\text{De}_{\text{Bananen}} \approx \text{De}_{\text{PS}} \cdot A^{1.5}$.

Definition von iota und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), eqs. 5.121, 6.28.

Names: Diffusionskoeffizient_e_Plateau

Note: Diffusionskoeffizient e-Plateau = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Elektronenlarmorradius/(iota+1/q); die Stoßzeit im Plateaubereich ist gegeben durch die Transitzeit = [R/(iota+1/q)]/v_{th_e}. D.h.: De,plateau ist unabhängig von Z. Der Vorfaktor $\sqrt{\pi}/4=0.443$ ergibt sich aus genauere Berechnung (Hinton, Hazeltine).
-> $De,Plateau = 0.443 * [r_{L,e}/(iota+1/q)]^2 * v_{th_e} / [R/(iota+1/q)]$,
(m²/s, m, m/s, m).

Definition von iota und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 6.71.

Names: Diffusionskoeffizient_e_PS

Note: Diffusionskoeffizient e-PS= Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Elektronenlarmorradius/(iota+1/q); 1/Stoßzeit im Pfirsch-Schlüter (PS) Bereich ist gegeben durch die Stoßfrequenz nu_{th_e_i} für eine 90° Ablenkung thermischer Elektronen an thermischen Ionen (siehe: Stoßfrequenz_th_e_i). Der von Z abhängige Vorfaktor $k_{22,k} = k_{22}/[k_{11} * k_{22} - (k_{12})^2]$, (=0.66 für Z=1 resp. =0.55 für Z=4) ergibt sich aus genauere Berechnung (Hinton, Hazeltine), und wird aus einigen Werten durch kubische Interpolation ermittelt.
-> $De,PS = k_{22,k} * [r_{L,e}/(iota+1/q)]^2 * nu_{th_e_i}$, (m²/s, m, 1/s).

Oder: $De,PS \approx De,Plateau * nu^{\circ}e$. D.h.: Im Plateaukoeffizienten ist die Transitzeit zu ersetzen durch die Stoßzeit.

Definition von iota und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 5.151.

Names: Diffusionskoeffizient_i_Bananen

Note: Diffusionskoeffizient i-Bananen = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Ionenlarmorradius/(iota+1/q); 1/Stoßzeit im Bananenbereich ist gegeben durch die effektive Stoßfrequenz $A * nu_{th_i_i}$ (A=Aspektverhältnis), mit welcher die gefangenen Ionen aus dem Bananenbereich befreit werden, nu_{th_i_i} ist die Ionen-Ionen Stoßfrequenz (siehe: Stoßfrequenz_th_i_i).

Die Berücksichtigung der Anzahl der in den Bananen gefangenen Teilchen liefert einen weiteren Faktor \sqrt{A} .

Im Diffusionskoeffizienten für die Elektronen werden der Larmorradius und die Stoßfrequenz der Ionen eingesetzt.

Der Vorfaktor $3/8 * 1.38 * \sqrt{2} = 0.732$ sowie die Z-Abhängigkeit $(1+0.53/Z)$ ergeben sich aus genauere Berechnung (Hinton, Hazeltine).

-> $Di,Bananen = 0.732 * (1+0.53/Z) * [r_{L,i}/(iota+1/q)]^2 * nu_{th_i_i} * A^{1.5}$,
(m²/s, m, 1/s).

Oder: $Di,Bananen \approx Di,PS * A^{1.5}$.

Definition von iota und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), eqs. 5.121, 6.28.

Names: Diffusionskoeffizient_i_Plateau

Note: Diffusionskoeffizient i-Plateau = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Ionenlarmorradius/(iota+1/q); die Stoßzeit im Plateaubereich ist gegeben durch die Transitzeit [R/(iota+1/q)]/v_{th_i}.

Im Diffusionskoeffizienten für die Elektronen werden der Larmorradius und die therm. Geschw. der Ionen eingesetzt.

Der Vorfaktor $\sqrt{\pi}/4=0.443$ ergibt sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine).

-> $D_{i,Plateau} = 0.443 * [r_{L,i}/(\iota+1/q)]^2 * v_{th,i} / [R/(\iota+1/q)],$

($m^2/s, m, m/s, m$).

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 6.71.

Names: Diffusionskoeffizient_i_PS

Note: Diffusionskoeffizient i-PS= Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Ionenlarmorradius/ $(\iota+1/q)$; 1/Stoßzeit im Pfirsch-Schlüter (PS) Bereich ist gegeben durch die Stoßfrequenz $\nu_{th,i}$ für eine 90° Ablenkung thermischer Ionen untereinander (siehe: Stoßfrequenz_th_i_i).

Im Diffusionskoeffizienten für die Elektronen werden der Larmorradius und die Stoßfrequenz der Ionen eingesetzt.

Der von Z abhängige Vorfaktor $k_{22,k} = k_{22} / [k_{11} * k_{22} - (k_{12}^2)],$ (=0.66 für Z=1 resp. =0.55 für Z=4) ergibt sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine), und wird aus einigen Werten durch kubische Interpolation ermittelt.

-> $D_{i,PS} = k_{22,k} * [r_{L,i}/(\iota+1/q)]^2 * \nu_{th,i},$ ($m^2/s, m, 1/s$).

Oder: $D_{i,PS} \approx D_{i,Plateau} * \nu_{th,i}$. D.h. Im Plateaukoeffizienten ist die Transitzeit zu ersetzen durch die Stoßzeit.

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 5.151.

Names: Diffusionszeit_e_e

Note: τ_{up,e_e} = Diffusionszeit monoenergetischer Elektronen an thermischen Elektronen = "parallel diffusion time".

Solange $E_e(\text{Test}) \gg T_e$, d.h. $x = E_e/T_e \gg 1$:

-> Maxwell Integral: $\psi \approx 1$.

Mit τ_{0,e_e} = Basis_Relaxationszeit_e_e (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

-> $\tau_{up,e_e} = \tau_{0,e_e} * x / \psi = E_e/T_e * \tau_{0,e_e},$ (s).

Mit τ_{us,e_i} = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für Z=1: $\tau_{up,e_e} = E_e/T_e * \tau_{us,e_i}$.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New, York 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 17.18; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Diffusionszeit_e_i

Note: τ_{up,e_i} = Diffusionszeit monoenergetischer Elektronen an thermischen Ionen = "parallel diffusion time".

Es gilt i.d.R. $v(\text{Elektronen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma})/m_e * E_e/T_i \gg 1$.

-> Maxwell Integral $\psi \approx 1$.

Mit τ_{0,e_i} = Basis_Relaxationszeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit ruhenden Ionen) wird

-> $\tau_{up,e_i} = \tau_{0,e_i} * x / \psi = m_i(\text{Plasma})/m_e * E_e/T_i * \tau_{0,e_i},$ (s).

Mit τ_{us,e_i} = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für Z=1:

$\tau_{up,e_i} = m_i(\text{Plasma})/m_e * E_e/T_i * \tau_{us,e_i}$.

Trubnikov ...; Book: siehe Diffusionszeit_e_e.

Names: Diffusionszeit_i_e

Note: τ_{up,i_e} = Diffusionszeit monoenergetischer Ionen an thermischen Elektronen = "parallel diffusion time".

Solange $v(\text{Testionen}) \ll v_{th}(\text{Plasmaelektronen})$, d.h. $x = m_e/m_i(\text{Test}) \cdot E_i/T_e \ll 1$:

-> Maxwell Integral $\psi \approx 4/(3\sqrt{\pi}) \cdot x^{1.5}$.

Mit $\tau_{0,i_e} = \text{Basis_Relaxationszeit_i_e}$ (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

-> $\tau_{up,i_e} = \tau_{0,i_e} \cdot x / \psi = (3\sqrt{\pi}/4) \cdot \sqrt{[m_i(\text{Test})/m_e] \cdot \sqrt{(T_e/E_i)} \cdot \tau_{0,i_e}}$, (s).

Mit $\tau_{us,e_i} = \text{Impuls_Austauschzeit_e_i}$ (d.i. Impulsaustauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i=E_e$:

$\tau_{up,i_e} = 1.33 \cdot m_i(\text{Test})/m_e \cdot \sqrt{(T_e/E_i)} \cdot \tau_{us,e_i}$.

Trubnikov ...; Book: siehe Diffusionszeit_e_e.

Names: Diffusionszeit_i_i

Note: $\tau_{up,i_i} = \text{Diffusionszeit monoenergetischer Ionen an thermischen Ionen}$
= "parallel diffusion time".

Solange $v(\text{Testionen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma})/m_i(\text{Test}) \cdot E_i/T_i \gg 1$:

-> Maxwell Integral $\psi \approx 1$.

Mit $\tau_{0,i_i} = \text{Basis_Relaxationszeit_i_i}$ (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Ionen in Ruhe) wird

-> $\tau_{up,i_i} = \tau_{0,i_i} \cdot x / \psi = m_i(\text{Plasma})/m_i(\text{Test}) \cdot E_i/T_i \cdot \tau_{0,i_i}$, (s).

Mit $\tau_{us,e_i} = \text{Impuls_Austauschzeit_e_i}$ (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i=E_e$:

$\tau_{up,i_i} = \sqrt{[m_i(\text{Plasma})/m_e] \cdot \sqrt{[m_i(\text{Plasma})/m_i(\text{Test})] \cdot E_i/T_i} \cdot \tau_{us,e_i}}$.

Trubnikov ...; Book: siehe Diffusionszeit_e_e.

Names: Doppler_Linienverschiebung

Note: Doppler-Linienverschiebung von Atomen mit der Geschwindigkeit v vom oder zum Beobachter: Die relative Wellenlängenverschiebung ist gleich dem Verhältnis der Atomgeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit.

$\Delta\lambda/\lambda = v/c = \sqrt{(2e \cdot E/m)/c}$, (, As, V, kg, m/s).

Wassertoffatome mit 50 kV verschieben eine Linie von 5000 Å um max. 50 Å, d.i. 1%.

Names: elektrische_Leitfähigkeit_parallel

Note: Die elektrische Leitfähigkeit eines Lorentzgases (vollst. ionisiert, Elektronen stoßen nur mit den ∞ schwer angenommenen Ionen) ist: $\sigma_{L} = (n_e \cdot e^2/m_e)/\nu_{e_i}$. Für ein Plasma mit der effektiven Ionenladung

$Z = \sum(n_i \cdot Z_i^2)/n_e$ und unter Mitnahme der e-e Stöße ergibt sich parallel zum B-Feld:

$\sigma_{parallel} = \gamma_E \cdot \sigma_L$, mit dem von Z abhängigen Korrekturfaktor γ_E (aus Tabelle kubisch interpoliert: z.B. $\gamma_E=0.58$ für $Z=1$; $\gamma_E \approx 1$ für $Z > 20$).

-> $\sigma_{parallel} = \gamma_E$

$$\cdot 4\sqrt{2}/[\pi\sqrt{(\pi m_e)}] \cdot (e \cdot T_e)^{1.5} / (Z \cdot \Lambda_{e_i}) \cdot (4\pi \cdot \epsilon_0/e)^2, \\ (1/(\Omega m), \text{As}, V, \text{As}/(Vm)),$$

$$= 1.91E4 \cdot T_e^{1.5} / \Lambda_{e_i}, (1/(\Omega m), V) \text{ für } Z=1.$$

Ein Wasserstoffplasma mit $T_e=1350$ V erreicht parallel B die Leitfähigkeit von Kupfer ($=58E6 [1/(\Omega m)]$).

L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, N.Y., 1956,

equ. 5-37; L. Spitzer, Jr., R. Härm: Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas, Phys. Rev. 89, p. 977, (1953), equ. 33.

Names: elektrische_Leitfähigkeit_senkrecht

Note: Die elektrische Leitfähigkeit eines Lorentzgases (vollst. ionisiert, Elektronen stoßen nur mit den ∞ schwer angenommenen Ionen) ist: $\sigma_{L} = (n_e \cdot e^2/m_e)/\nu_{e_i}$. Für ein Plasma mit der effektiven Ionenladung

$Z = \sum(n_i \cdot Z_i^2)/n_e$ und unter Mitnahme der e-e Stöße ergibt sich senkrecht zum B-Feld

$\sigma_{senkrecht} = \gamma_{EB} \cdot \sigma_L$, mit dem Korrekturfaktor $\gamma_{EB} = 3\pi/32$.

-> $\sigma_{senkrecht} = 3\pi/32$

$$* 4\sqrt{2}/[\pi\sqrt{(\pi me)}] * (e*Te)^{1.5}/(Z*\Lambda_{e,i}) * (4\pi*\epsilon_0/e)^2, \\ (1/(\Omega m), As, V, As/(Vm)), \\ = 0.97E4*Te^{1.5}/\Lambda_{e,i}, \quad (1/(\Omega m), V) \text{ für } Z=1.$$

Ein Wasserstoffplasma mit $Te=2150$ V erreicht senkrecht B die Leitfähigkeit von Kupfer ($=58E6 [1/(\Omega m)]$).

L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, N.Y., 1956, equ. 5-39; L. Spitzer, Jr., R. Härm: Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas, Phys. Rev. 89, p. 977, (1953), equ. 33.

Names: elektrischer_Widerstand

Note: Der elektrische Widerstand einer toroidal geschlossenen Plasmasäule ist:

$$\rightarrow \text{elektrischer_Widerstand} = (\text{Torusumfang}/\text{Plasmaquerschnitt})/\text{elektrische Leitfähigkeit} \\ = (2\pi R/\pi a^2)/\sigma_{\text{parallel}}, \quad (\Omega, m, 1/(\Omega m)).$$

Names: Elektronenenergiedichte

Note: Die Elektronenenergiedichte ist die Summe der mittleren Energien aller 3 translatorischen Freiheitsgrade. Für eine isotrope Maxwellverteilung ist die mittlere Elektronenenergie pro Freiheitsgrad $1/2 * e * Te$ und damit die

$$\rightarrow \text{Elektronenenergiedichte} = 3/2 * n_e * e * Te, \quad (J/m^3, m^{-3}, As, V).$$

Names: Energie_Austauschzeit_e_e

Note: τ_{E,e_e} = Energie Austauschzeit monoenergetischer Elektronen an thermischen Elektronen.

Solange $E_e(\text{Test}) \gg Te$, d.h. $x = E_e/Te \gg 1$: \rightarrow Maxwell Integral $\psi \approx 1$, dessen Ableitung $\psi' \approx 0$.

Mit τ_{0,e_e} = Basis_Relaxationszeit_e_e (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektroonen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

$$\rightarrow \tau_{E,e_e} = \tau_{0,e_e} / [2(me/me * \psi - \psi')] = 1/2 * \tau_{0,e_e}, \quad (s).$$

Mit τ_{e_i} = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$: $\tau_{E,e_e} = 1/2 * \tau_{e_i}$.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau New, York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 19.13; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Energie_Austauschzeit_e_i

Note: τ_{E,e_i} = Energie Austauschzeit monoenergetischer Elektronen an thermischen Ionen.

Es gilt i.d.R. $v(\text{Testelektronen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma})/m_e * E_e/T_i \gg 1$.

\rightarrow Maxwell Integral: $\psi \approx 1$, dessen Ableitung: $\psi' \approx 0$.

Mit τ_{0,e_i} = Basis_Relaxationszeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit ruhenden Ionen) wird

$$\rightarrow \tau_{E,e_i} = \tau_{0,e_i} / [2(me/m_i(\text{Plasma}) * \psi - \psi')] = 1/2 * m_i(\text{Plasma})/m_e * \tau_{0,e_i}, \quad (s).$$

Mit τ_{e_i} = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$:

$$\tau_{E,e_i} = 1/2 * m_i(\text{Plasma})/m_e * \tau_{e_i}.$$

Trubnikov ...; Book: siehe Energie_Austauschzeit_e_e.

Names: Energie_Austauschzeit_i_e

Note: τ_{E,i_e} = Energie Austauschzeit monoenergetischer Ionen an thermischen Elektronen.

Solange $v(\text{Testionen}) \ll v_{th}(\text{Plasmaelektronen})$, d.h. $x = m_e/m_i(\text{Test}) * E_i/Te \ll 1$:

\rightarrow Maxwell Integral $\psi \approx 4/(3*\sqrt{\pi}) * x^{1.5}$, dessen Ableitung $\psi' \approx 2/\sqrt{\pi} * \sqrt{x}$.

Mit τ_{0,i_e} = Basis_Relaxationszeit_i_e (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

$$\rightarrow \tau_{E,i_e} = \tau_{0,i_e} / (2 * (m_i(\text{Test})/m_e * \psi - \psi')) \\ = 3/8 * \sqrt{\pi} * \sqrt{(m_i(\text{Test})/m_e)} * 1/[\sqrt{(E_i/Te)} * (E_i/Te - 1.5)] * \tau_{0,i_e}, \quad (s).$$

Mit τ_{e_i} = Impulsaustauschzeit_e_i (d.i. Impulsaustauschzeit monoenergetischer

Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i=E_e$:
 $\tau_{E,i_e} = 0.66 \cdot m_i(\text{Test}) / m_e \cdot 1 / [\sqrt{(E_i/T_e)} \cdot (E_i/T_e - 1.5)] \cdot \tau_{e,i}$
 Trubnikov ...; Book: siehe Energie_Austauschzeit_e_e.

Names: Energie_Austauschzeit_i_i

Note: τ_{E,i_i} = Energie Austauschzeit monoenergetischer Ionen an thermischen Ionen.

Solange $v(\text{Testionen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma}) / m_i(\text{Test}) \cdot E_i / T_i \gg 1$:

-> Maxwell Integral: $\psi_i = 1$, dessen Ableitung: $\psi_i' = 0$.

Mit τ_{0,i_i} = Basis_Relaxationszeit_i_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Ionen in Ruhe) wird

-> $\tau_{E,i_i} = \tau_{0,i_i} / [2 \{ m_i(\text{Test}) / m_i(\text{Plasma}) \cdot \psi_i - \psi_i' \}]$
 $= 1/2 \cdot m_i(\text{Plasma}) / m_i(\text{Test}) \cdot \tau_{0,i_i}$ (s).

Mit $\tau_{e,i}$ = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i=E_e$:

$\tau_{E,i_i} = 1/2 \cdot \sqrt{[m_i(\text{Plasma}) / m_e] \cdot [m_i(\text{Plasma}) / m_i(\text{Test})]} \cdot \tau_{e,i}$.

Trubnikov ...; Book: siehe Energie_Austauschzeit_e_e.

Names: freie_Wegl._für_e_Stoßionisation

Note: mittlere freie Weglänge für e-Ionisationsstöße zwischen Wasserstoffneutralteilchen und Elektronen.

$\lambda_{e_{ion}} = v / (\langle \sigma \cdot v \rangle_{e_{ion}} \cdot n_e)$, (m, m/s, m^3/s , m^{-3}).

v = Geschwindigkeit der Neutralteilchen, $\langle \sigma \cdot v \rangle_{e_{ion}}$ = Ratenkoeffizient für Ionisationsstöße zwischen monoenergetischen Wasserstoffneutralteilchen und termischen Elektronen, n_e = Elektronendichte.

Neutralteilchenenergie/Neutralteilchenmasse = 1 V...100 kV,

Elektronentemperatur = 2 V...100 kV.

Names: freie_Wegl._für_i_Stoßionisation

Note: mittlere freie Weglänge für i-Ionisationsstöße zwischen Wasserstoffneutralteilchen und Wasserstoffionen

-> $\lambda_{i_{ion}} = v / (\langle \sigma \cdot v \rangle_{i_{ion}} \cdot n_i)$, (m, m/s, m^3/s , m^{-3}).

v = Geschwindigkeit der Neutralteilchen, $\langle \sigma \cdot v \rangle_{i_{ion}}$ = Ratenkoeffizient für Ionisationsstöße zwischen monoenergetischen Wasserstoffneutralteilchen und termischen Wasserstoffionen, n_i = Ionendichte.

Neutralteilchenenergie/Neutralteilchenmasse = 2 V...100 kV,

Ionentemperatur/Ionenmasse = 2 V...100 kV.

Names: freie_Wegl._für_Ladungsaustausch

Note: mittlere freie Weglänge für Ladungsaustauschstöße zwischen Wasserstoffneutralteilchen und Wasserstoffionen.

-> $\lambda_{cx} = v / (\langle \sigma \cdot v \rangle_{cx} \cdot n_i)$, (m, m/s, m^3/s , m^{-3}).

v = Geschwindigkeit der Neutralteilchen, $\langle \sigma \cdot v \rangle_{cx}$ = Ratenkoeffizient für Ladungsaustauschstöße zwischen monoenergetischen Wasserstoffneutralteilchen und termischen Wasserstoffionen, n_i = Ionendichte.

Neutralteilchenenergie/Neutralteilchenmasse = 1 V...100 kV,

Ionentemperatur/Ionenmasse = 1 V...100 kV.

Names: freie_Weglänge_für_e_i_Stöße

Note: freie Weglänge für e-i Stöße:

l_{mfp_e} = thermische e-Geschwindigkeit / Stoßfrequenz, $th_{e,i}$, skaliert mit T_e^2 .

-> $l_{mfp_e} = v_{th_e} / \nu_{th_{e,i}}$, (m, m/s, 1/s).

Names: freie_Weglänge_für_i_i_Stöße

Note: freie Weglänge für i-i Stöße:

l, mfp_i = thermische i-Geschwindigkeit / Stoßfrequenz, $th_{i,i}$, skaliert mit T_i^2 .
 -> $l, mfp_i = v, th_i / nu, th_{i,i}$, (m, m/s, 1/s).

Names: Fusions_Heizleistungsdichte_d_d

Note: Die Fusions_Heizleistungsdichte_d_d ist das Produkt aus der Rate aller Fusionsstöße und der dabei freigesetzten Energie aller geladenen Teilchen, 8.37 MV pro jeweils 2 Fusionsstöße, 0.82 MV aus dem 'Neutronenzweig' $D(d,n)^3He$, 4.03 MV aus dem 'Protonenzweig' $D(d,p)^4He$ und 3.52 MV aus der mit einem vergleichsweise sehr großen Ratenkoeffizienten darauffolgenden $D(t,n)^4He$ Reaktion. Mit dem für beide Zweige gleich großen $\langle \sigma v \rangle = \text{Ratenkoeffizient}_{D(d,n)^3He} = \text{Ratenkoeffizient}_{D(d,p)^4He}$ wird die
 -> $Fusions_Heizleistungsdichte_d_d = 1/2 * n_i^2 * \langle \sigma v \rangle * 1/2 * e * 8.37E6$,
 (1/(m³*s), m⁻³, m³/s, As).

S. Glasstone, R.L. Lovberg: Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand Reinhold Comp., 1960, ch. 2.

Names: Fusions_Leistungsdichte_d_d

Note: Die Fusions_Leistungsdichte_d_d ist das Produkt aus der Rate aller Fusionsstöße und der gesamten dabei freigesetzten Reaktionsenergie $QF=24.92$ MV pro jeweils 2 Fusionsstöße, 3.27 MV aus dem 'Neutronenzweig' $D(d,n)^3He$, 4.03 MV aus dem 'Protonenzweig' $D(d,p)^4He$ und 17.62 MV aus der mit einem vergleichsweise sehr großen Ratenkoeffizienten darauffolgenden $D(t,n)^4He$ Reaktion. Mit dem für beide Zweige gleich großen $\langle \sigma v \rangle = \text{Ratenkoeffizient}_{D(d,n)^3He} = \text{Ratenkoeffizient}_{D(d,p)^4He}$ wird die
 -> $Fusions_Leistungsdichte_d_d = 1/2 * n_i^2 * \langle \sigma v \rangle * 1/2 * e * 24.92E6$,
 (1/(m³*s), m⁻³, m³/s, As).

S. Glasstone, R.L. Lovberg: Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand Reinhold Comp., 1960, ch. 2.

Names: Fusions_Leistungsdichte_d_t

Note: Die Fusions_Leistungsdichte_d_t ist das Produkt aus der Rate der Fusionsstöße $D(t,n)^4He$ und der gesamten dabei freigesetzten Reaktionsenergie $QF=17.62$ MV, ein n mit 14.1 MV und ein Alphateilchen mit 3.52 MV.
 Für $T(d)=T(t)=T$ ($T=Te$) und ein Mischungsverhältnis von $n(d):n(t)=1:1$, d.h.:
 $n(d)=n(t)=ne/2$ und damit Plasmaionenmasse=2.5, wird mit dem Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle = \text{Ratenkoeffizient}_{D(t,n)^4He}$ die
 -> $Fusions_Leistungsdichte_d_t = 1/4 * ne^2 * \langle \sigma v \rangle * e * 17.62E6$,
 (1/(m³*s), m⁻³, m³/s, As).

S. Glasstone, R.L. Lovberg: Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand Reinhold Comp., 1960, ch. 2.

Names: Geschwindigkeit_Testelektronen

Note: Geschwindigkeit Testelektronen mit der kinetischen Energie $e^*Ee = 1/2 * me * ve^2$ ist:
 -> $ve = \sqrt{2 * e * Ee / me}$, (m/s, As, V, kg).

Names: Geschwindigkeit_Testionen

Note: Geschwindigkeit Testionen mit der kinetischen Energie $e^*Ei = 1/2 * mi * vi^2$ ist:
 -> $vi = \sqrt{2 * e * Ei / mi}$, (m/s, As, V, kg).

Names: Goldston_L_Mode_Skalierung

Note: Goldston L-Mode Skalierung der Energieeinschlußzeit für Ohm'sch und NI-geheizte L-Mode H-D-Plasmen ($M_{eff}=1.5$) der Tokamaks ISX-B, D-III, PDX, ASDEX, (M_{eff} =effektive Ionenmasse, k =Elongation):

$$\tau, E[s] = 6.4E-8 * R[cm]^{1.75} * a[cm]^{-0.37} * P_{heat}[W]^{-1/2} * I_p[A] * k^{1/2}$$

Im Maßsystem dieser Formelsammlung und mit einer a posteriori eingeführten Isotopenabhängigkeit sowie nach Ersetzen des Plasmastromes durch die Summe $I_p, \text{äquiv} + I_p$

(I_p , äquiv ist der dem I_p äquivalente, fiktive Plasmastrom) erhält man:

$$\rightarrow \tau_{E, \text{äquiv}} = 0.037 * R^{1.75} * a^{-0.37} * 1/\sqrt{(P_{\text{heat}}/E_6)} * (I_p, \text{äquiv} + I_p)/E_6 * \sqrt{k} * \sqrt{(M_{\text{eff}}/1.5)}, \quad (s, m, W, A).$$

R.J. Goldston: Energy Confinement Scaling in Tokamaks: Some Implications of Recent Experiments with Ohmic and Strong Auxiliary Heating, Plasma Phys. Control. Fusion, 26, p.87, (1984), equ. 6.

Names: gyro_reduzierte_Bohm_Skalierung

Note: Die gyro-reduzierte Bohm Skalierung der Energieeinschlußzeit basiert auf dem Modell, daß zwischen der $q=1$ und der $q=2$ Fläche der Plasmaeinschluß durch Driftwellenturbulenzen auf der kurzen Wellenlängenskala des Ionenlarmorradius bestimmt ist (Perkins). Der Elektronen-Wärmeleitungskoeffizient ergibt sich als der um den Skalenfaktor Ionenlarmorradius/Plasmaradius reduzierte Bohm-Diffusionskoeffizient:

$$X_e, \text{GRB} = r_L, i/a * T_e / (16 * B).$$

Unter Befolgung der sich daraus ergebenden Nebenbedingung für die Exponenten führt die lineare Regression der experimentellen Daten auf das Potenzgesetz:

$$\rightarrow \tau_{E, \text{äquiv}} = 0.25 * R^{0.6} * a^{2.4} * (\langle n_e \rangle / E_{20})^{0.6} * B^{0.8} * (P_{\text{heat}}/E_6)^{-0.6} * k * M_{\text{eff}}^{-0.2}, \quad (s, m, m^{-3}, T, W).$$

F.W. Perkins: 'Confinement Scaling in Tokamaks: Consequences of Drift Wave Turbulence', Heating in Toroidal Plasmas, Proc. 4th Int. Symp., Rome, 1984, Vol. II, CEC Brussels, p. 977, 1984; M. Okamoto, N. Nakajima, H. Sugama: Plasma Parameter Estimations for the Large Helical Device Based on the Gyro-Reduced Bohm Scaling, Res. Rep. NIFS 114, National Inst. f. Fus. Sc., Nagoya, 1991, equ. 3.2.

Names: Gyrofrequenz_e

Note: Gyrofrequenz_e ergibt sich aus:

$$2\pi * \text{Gyrofrequenz} = \text{Umfangsgeschwindigkeit/Radius} = v/r \quad \text{und} \\ \text{Beschleunigung im B-Feld} = \text{Zentrifugalbeschleunigung: } e * v * B / m_e = v^2/r. \\ \rightarrow \text{Gyrofrequenz}_e = 1/(2\pi) * e * B / m_e, \quad (1/s, \text{As}, T, \text{kg}).$$

Names: Gyrofrequenz_Plasmaionen

Note: Gyrofrequenz_Plasmaionen ergibt sich aus:

$$2\pi * \text{Gyrofrequenz} = \text{Umfangsgeschwindigkeit/Radius} = v/r \quad \text{und} \\ \text{Beschleunigung im B-Feld} = \text{Zentrifugalbeschleunigung: } Z * e * v * B / m_i = v^2/r. \\ \rightarrow \text{Gyrofrequenz}_\text{Plasmaionen} = 1/(2\pi) * Z(\text{Plasma}) * e * B / m_i(\text{Plasma}), \quad (1/s, \text{As}, T, \text{kg}).$$

Names: Gyrofrequenz_Testionen

Note: Gyrofrequenz_Testionen ergibt sich aus:

$$2\pi * \text{Gyrofrequenz} = \text{Umfangsgeschwindigkeit/Radius} = v/r \quad \text{und} \\ \text{Beschleunigung im B-Feld} = \text{Zentrifugalbeschleunigung: } Z * e * v * B / m_i = v^2/r. \\ \rightarrow \text{Gyrofrequenz}_\text{Testionen} = 1/(2\pi) * Z(\text{Test}) * e * B / m_i(\text{Test}), \quad (1/s, \text{As}, T, \text{kg}).$$

Names: Impuls_Austauschzeit_e_e

Note: $\tau_{e, e}$ = Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Elektronen = "longitudinal slowing down time".

Solange $E_e(\text{Test}) \gg T_e$, d.h. $x = E_e/T_e \gg 1$: \rightarrow Maxwell Integral $\psi_i = 1$.

Mit $\tau_{0, e, e}$ = Basis_Relaxationszeit_e_e (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

$$\rightarrow \tau_{e, e} = \tau_{0, e, e} / [(1 + m_e/m_e) * \psi_i] = 1/2 * \tau_{0, e, e}, \quad (s).$$

Mit $\tau_{e, i}$ = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$: $\tau_{e, e} = 1/2 * \tau_{e, i}$.

B.A. Trubnikov: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 105, equ. 17.19; D.L. Book: NRL Plasma Formulary, revised edition, Naval Research Laboratory, Publication 0084-4040, Washington, D.C. 20375, 1987.

Names: Impuls_Austauschzeit_e_i

Note: τ_{e_i} = Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen = "longitudinal slowing down time".

Es gilt i.d.R. $v(\text{Testelektronen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma})/m_e \cdot E_e/T_i \gg 1$.

-> Maxwell Integral $\psi \approx 1$.

Mit τ_{0,e_i} = Basis_Relaxationszeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit ruhenden Ionen) wird

-> $\tau_{e_i} = \tau_{0,e_i} / [1 + m_e/m_i(\text{Plasma}) \cdot \psi] = \tau_{0,e_i}$, (s).

Die anderen Stoßzeiten werden häufig auf diese "Elektronen-Ionen Impuls Austauschzeit" τ_{e_i} bezogen.

Für $Z=1$ wird: $\tau_{e_i} = \tau_{0,e_e}$.

Trubnikov ...; Book: siehe bei Impuls_Austauschzeit_e_e.

Names: Impuls_Austauschzeit_i_e

Note: τ_{i_e} = Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit thermischen Elektronen = "longitudinal slowing down time".

Solange $v(\text{Testionen}) \ll v_{th}(\text{Plasmaelektronen})$, d.h. $x = m_e/m_i(\text{Test}) \cdot E_i/T_e \ll 1$:

-> Maxwell Integral $\psi \approx 4/(3 \cdot \sqrt{\pi}) \cdot x^{1.5}$.

Die Impuls Austauschzeit hängt nur von der Elektronentemperatur und nicht von der Testionenenergie ab.

Mit τ_{0,i_e} = Basis_Relaxationszeit_i_e (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Elektronen in Ruhe) wird

-> $\tau_{i_e} = \tau_{0,i_e} / [1 + m_i(\text{Test})/m_e \cdot \psi]$
 $= 3/4 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{m_i(\text{Test})/m_e} \cdot (T_e/E_i)^{1.5} \cdot \tau_{0,i_e}$, (s).

Mit τ_{e_i} = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i=E_e$:

$\tau_{i_e} = 1.33 \cdot m_i(\text{Test})/m_e \cdot (T_e/E_i)^{1.5} \cdot \tau_{e_i}$.

Trubnikov ...; Book ...: siehe bei Impuls_Austauschzeit_e_e.

Names: Impuls_Austauschzeit_i_i

Note: τ_{i_i} = Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit thermischen Ionen = "longitudinal slowing down time".

Solange $v(\text{Testionen}) \gg v_{th}(\text{Plasmaionen})$, d.h. $x = m_i(\text{Plasma})/m_i(\text{Test}) \cdot E_i/T_i \gg 1$:

-> Maxwell Integral $\psi \approx 1$.

Mit τ_{0,i_i} = Basis_Relaxationszeit_i_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Ionen mit 'unendlich schweren' Ionen in Ruhe) wird

-> $\tau_{i_i} = \tau_{0,i_i} / [1 + m_i(\text{Test})/m_i(\text{Plasma}) \cdot \psi]$
 $= 1/[1 + m_i(\text{Test})/m_i(\text{Plasma})] \cdot \tau_{0,i_i}$, (s).

Mit τ_{e_i} = Impuls_Austauschzeit_e_i (d.i. Impuls Austauschzeit monoenergetischer Elektronen mit thermischen Ionen) wird für $Z=1$ und $E_i=E_e$:

$\tau_{i_i} = 1/[1 + m_i(\text{Plasma})/m_i(\text{Test})] \cdot \sqrt{m_i(\text{Plasma})/m_e}$
 $\cdot \sqrt{m_i(\text{Plasma})/m_i(\text{Test})} \cdot \tau_{e_i}$.

Trubnikov...; Book: siehe bei Impuls_Austauschzeit_e_e.

Names: Ionenenergiedichte

Note: Die Ionenenergiedichte ist die Summe der mittleren Energien aller 3 translatorischen Freiheitsgrade. Für eine isotrope Maxwellverteilung ist die mittlere Ionenenergie pro Freiheitsgrad $1/2 \cdot e \cdot T_i$ und damit die

-> Ionenenergiedichte = $3/2 \cdot n_i \cdot e \cdot T_i$, (J/m³, m⁻³, As, V).

Names: Ionenenergieübertrag

Note: Ionenenergieübertrag, η_{i_i} , ist der Bruchteil der Energie schneller Ionen, welcher durch Energie Austauschstöße auf die Plasmaionen übertragen wird, (E_c =kritische Energie, bei der die Ionen und die Elektronen des Plasmas mit gleicher Rate geheizt werden,

E_i =Testionenenergie).

$$\rightarrow \eta_i = 100/3 * E_c/E_i * \{ \ln[(E_c - \sqrt{(E_c * E_i) + E_i}) / (E_c + 2\sqrt{(E_c * E_i) + E_i})] + 2\sqrt{3} * \arctan[(2\sqrt{E_i - \sqrt{E_c}}) / \sqrt{(3 * E_c)}] + \pi/\sqrt{3} \}, \quad (\%)$$

1- η_i ist der Bruchteil der Energie schneller Ionen, welcher durch Energie Austauschstöße auf die Plasmaelektronen übertragen wird.

Y.N. Dnestrovskii, D.P. Kostomarov: Matematicheskoe modelirovanie plazmy, "Nauka" Publishing House, Moscow, 1982; Translation: Numerical Simulation of Plasmas, Springer-Verlag, New York, 1985, equ. 2.3.16.

Names: ITER_H_Mode_Skalierung

Note: ITER H-Mode Skalierung der Energieeinschlußzeit $\tau_{E,ITERH92-P}$ für ELM-freie H-Mode Plasmen der Tokamaks ASDEX, DIII-D, JET, JFT-2M, PBX-M und PDX, nach Ersetzen des Plasmastromes durch die Summe $I_{p,äquiv} + I_p$ ($I_{p,äquiv}$ ist der dem I_p äquivalente, fiktive Plasmastrom) (M_{eff} =effektive Ionenmasse, k =Elongation) und einer a posteriori eingeführten Isotopenabhängigkeit:

$$\rightarrow \tau_{E,ITERH92-P} = 0.032 * R^{1.95} * (a/R)^{0.05} * \langle n_e \rangle / E_{20}^{0.3} * B^{0.2} * (P_{heat}/E_6)^{-0.65} * [(I_{p,äquiv} + I_p)/E_6]^{0.95} * k^{0.65} * \sqrt{M_{eff}}, \quad (s, m, m^{-3}, T, W, A).$$

The H-Mode Database Working Group: Confinement Analysis Based on the ITER H-Mode Data Base, IAEA 1992

Names: ITER_L_Mode_Skalierung

Note: ITER L-Mode Skalierung der Energieeinschlußzeit $\tau_{E,ITER89-P}$ für L-Mode Plasmen der Tokamaks JT-60, TFTR, JET, T-10, JFT-2M, DIII-D, DIII, ISX-B, DITE, ASDEX, TFR, PDX und PLT, nach Ersetzen des Plasmastromes durch die Summe $I_{p,äquiv} + I_p$ ($I_{p,äquiv}$ ist der dem I_p äquivalente, fiktive Plasmastrom) (M_{eff} =effektive Ionenmasse, k =Elongation):

$$\rightarrow \tau_{E,ITER89-P} = 0.048 * R^{1.2} * a^{0.3} * \langle n_e \rangle / E_{20}^{0.1} * B^{0.2} * 1/\sqrt{(P_{heat}/E_6)} * [(I_{p,äquiv} + I_p)/E_6]^{0.85} * \sqrt{k} * \sqrt{M_{eff}}, \quad (s, m, m^{-3}, T, W, A).$$

P.N. Yushmanov, T. Takizuka, K.S. Riedel, O.J.W.F. Kardaun, J.G. Cordey, S.M. Kaye, D.E. Post: Scaling for Tokamak Energy Confinement, Nucl. Fus. 30, p. 1999, (1990), equ. 19.

Names: Kaye_Big_Skalierung

Note: Kaye Big-Skalierung der Energieeinschlußzeit für L-Mode Plasmen großer Experimente -"big machines"- der Tokamaks DIII-D, TFTR, JT-60 und JET (M_{eff} =effektive Ionenmasse, k =Elongation):

$$\tau_{E,ms} = 82.0 * R[m]^{0.5} * a[m]^{0.8} * \langle n_e \rangle [E_{19} m^{-3}]^{0.1} * B[T]^{0.3} * P_{heat}[MW]^{-0.5} * I_p[MA]^{0.85} * k^{1/4} * M_{eff}^{1/2}.$$

Im Maßsystem dieser Formelsammlung sowie nach Ersetzen des Plasmastromes durch die Summe $I_{p,äquiv} + I_p$ ($I_{p,äquiv}$ ist der dem I_p äquivalente, fiktive Plasmastrom) erhält man:

$$\rightarrow \tau_{E,ms} = 0.103 * \sqrt{R} * a^{0.8} * \langle n_e \rangle / E_{20}^{0.1} * B^{0.3} * 1/\sqrt{(P_{heat}/E_6)} * [(I_{p,äquiv} + I_p)/E_6]^{0.85} * k^{1/4} * \sqrt{M_{eff}}, \quad (s, m, m^{-3}, T, W, A).$$

S.M. Kaye, Cris W. Barnes, M.G. Bell, G.C. Deboo, M. Greenwald, K. Riedel, D. Sigmar, N. Uckan, R. Waltz: Status of Global Energy Confinement Studies, Phys. Fluids B, 2, p. 2926, (1990), equ. 12.

Names: Kaye_Goldston_All_Skalierung

Note: Kaye-Goldston All-Skalierung der Energieeinschlußzeit für NI geheizte L-Mode Plasmen aller -"all"- Tokamaks ISX-B, DIII, PDX, ASDEX, DIII-D, JFT-2M, TFTR, JT-60 und JET (M_{eff} =effektive Ionenmasse, k =Elongation):

$$\tau_{E,ms} = 52.1 * R[m]^{0.85} * a[m]^{0.3} * \langle n_e \rangle [E_{19} m^{-3}]^{0.10} * B[T]^{0.3} * P_{heat}[MW]^{-0.5} * I_p[MA]^{0.85} * k^{1/4} * M_{eff}^{1/2}.$$

Die Kaye-Goldston Skalierung (1985, equ. 4) wurde auf die neueren (größeren) Experimente DIII-D, JFT-2M, TFTR, JT-60 und JET ausgedehnt.

Im Maßsystem dieser Formelsammlung sowie nach Ersetzen des Plasmastromes durch die

Summe $I_p, \text{äquiv} + I_p$ ($I_p, \text{äquiv}$ ist der dem i äquivalente, fiktive Plasmastrom) erhält man:
 $\rightarrow \tau_{E, \text{E}} = 0.066 * R^{0.85} * a^{0.3} * \langle n_e \rangle / E_{20}^{0.10} * B^{0.3} * 1 / \sqrt{(P_{\text{heat}} / E_6)}$
 $* [(I_p, \text{äquiv} + I_p) / E_6]^{0.85} * k^{1/4} * \sqrt{M_{\text{eff}}}$, (s, m, m^{-3}, T, W, A).

S.M. Kaye, C.W. Barnes, M.G. Bell, J.C. DeBoo, M. Greenwald, K. Riedel, D. Sigmar, N. Uckan, R. Waltz: Status of Global Energy Confinement Studies, Phys. Fluids B, 2, p. 2926, (1990), equ. 11; S.M. Kaye, R.J. Goldston: Global Energy Confinement Scaling for Neutral-Beam-Heated Tokamaks, Nucl. Fus., 25, p. 65, (1985).

Names: Kollisionsalität_e

Note: Kollisionsalität_e, ν_{Te} , ist die mit dem Faktor $\sqrt{2} * A^{1.5}$ multiplizierte, d.h. umgeechte, normierte Stoßfrequenz_e_i (ν^e).

Aus der Definition: $\nu_{Te} = \sqrt{2} * \nu_{e_i} * (a * B / B_{\text{pol}}) / v_{te} * A^{1.5}$

wird mit $a * B / B_{\text{pol}} = R / (i + 1/q)$

und mit der normierten Stoßfrequenz $\nu^e = \nu_{e_i} / v_{te} * R / (i + 1/q)$:

$\rightarrow \nu_{Te} = \sqrt{2} * \nu^e * A^{1.5}$, (1/s).

An der Grenze stoßfrei \leftrightarrow Plateau ist $\nu_{Te} = \sqrt{2}$ und daher $\nu^e = A^{-3/2}$,

d.h.: die Stoßfrequenz ist um den Faktor $A^{3/2}$ kleiner als die Transitfrequenz.

An der Grenze Plateau \leftrightarrow PS-Bereich ist $\nu_{Te} = \sqrt{2} * A^{3/2}$ und daher $\nu^e = 1$,

d.h.: die Stoßfrequenz ist gleich der Transitfrequenz.

Definition von i und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine, Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. of Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 6.112.

Names: Kollisionsalität_i

Note: Kollisionsalität_i, ν_{Ti} , ist die mit dem Faktor $\sqrt{2} * A^{1.5}$ multiplizierte, d.h. umgeechte, normierte Stoßfrequenz_i_i (ν^i).

Aus der Definition: $\nu_{Ti} = \sqrt{2} * \nu_{i_i} * (a * B / B_{\text{pol}}) / v_{ti} * A^{1.5}$

wird mit $a * B / B_{\text{pol}} = R / (i + 1/q)$

und mit der normierten Stoßfrequenz $\nu^i = \nu_{i_i} / v_{ti} * R / (i + 1/q)$:

$\rightarrow \nu_{Ti} = \sqrt{2} * \nu^i * A^{1.5}$, (1/s).

An der Grenze stoßfrei \leftrightarrow Plateau ist $\nu_{Ti} = \sqrt{2}$ und daher $\nu^i = A^{-3/2}$,

d.h.: die Stoßfrequenz ist um den Faktor $A^{3/2}$ kleiner als die Transitfrequenz.

An der Grenze Plateau \leftrightarrow PS-Bereich ist $\nu_{Ti} = \sqrt{2} * A^{3/2}$ und daher $\nu^i = 1$,

d.h.: die Stoßfrequenz ist gleich der Transitfrequenz.

Definition von i und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine, Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. of Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 6.113.

Names: kritische_Energie

Note: kritische Energie, E_{crit} , ist diejenige Energie schneller Testionen, bei der die Plasmaionen und Elektronen mit der gleichen Rate geheizt werden. Oberhalb E_{crit} werden die Elektronen vorzugsweise geheizt, unterhalb E_{crit} vorzugsweise die Ionen.

$\rightarrow E_{\text{crit}} = 14.8 * T_e * m_i(T_{\text{test}}) / m_p * (Z(\text{Plasma}) / [m_i(\text{Plasma}) / m_p])^{2/3}$.

Für schnelle Protonen im Protonenplasma: $E_{\text{crit}} / T_e \approx (9\pi / 16 * m_p / m_e)^{1/3} = 14.8$.

D.V. Sivukhin: ... siehe kritisches Energieverhältnis.

Names: kritisches_Energieverhältnis

Note: kritisches Energieverhältnis = $E_{\text{crit}} / \text{Elektronentemperatur}$. Schnelle Testionen (entstanden z.B. aus Neutralteilchen durch Ladungsaustauschstöße) mit der Energie E_{crit} heizen die Elektronen und die Ionen im Plasma mit der gleichen Rate. Oberhalb E_{crit} werden die Elektronen vorzugsweise geheizt, unterhalb E_{crit} vorzugsweise die Ionen.

$\rightarrow E_{\text{crit}} / T_e = 14.8 * m_i(T_{\text{test}}) / m_p * (Z(\text{Plasma}) / [m_i(\text{Plasma}) / m_p])^{2/3}$.

Für schnelle Protonen im Protonenplasma: $E_{\text{crit}} / T_e \approx (9\pi / 16 * m_p / m_e)^{1/3} = 14.8$.

D.V. Sivukhin: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New

York, 1966, Vol. 4, p. 93, equ. 8.11. Corr.: the denominator of equ. 8.11 has to be squared!

Names: Lackner_Gottardi_Skalierung

Note: Lackner-Gottardi Skalierung der Energieeinschlußzeit für D-Plasmen ($M_{eff}=2$).

Ein auf einer Bananenbahn gefangenes Teilchen überträgt seine Energie auf ein im statistischen Mittel um eine Bananenbreite versetztes Teilchen jedesmal nach Durchlaufen einer Bananenbahn. Das ergibt - mit Berücksichtigung des Anteils der gefangenen Teilchen - die Plateau-ähnliche Skalierung:

$$\tau_{E,s} = 1.2E-13 * I_p[MA]^{4/5} * \langle n_e \rangle [m^{-3}] / P_{heat}[MW]^{3/5} * R[m]^{9/5} * a[m]^{2/5} * q^{2/5} * k / (1+k)^{4/5}.$$

Im Maßsystem dieser Formelsammlung und mit einer a posteriori eingeführten Isotopenabhängigkeit sowie nach Ersetzen des Plasmastromes durch die Summe $I_{p,äquiv} + I_p$ ($I_{p,äquiv}$ ist der dem i äquivalente, fiktive Plasmastrom) und Ersetzen des Sicherheitsfaktors q durch $1/(i+1/q)$ (M_{eff} =effektive Ionenmasse, k =Elongation) erhält man:

$$\begin{aligned} \rightarrow \tau_{E,s} = & 0.12 * R^{1.8} * a^{0.4} * \langle n_e \rangle / E_{20}^{0.6} * [(I_{p,äquiv} + I_p) / E_6]^{0.8} \\ & * [1/(i+1/q)]^{0.4} * (P_{heat} / E_6)^{-0.6} * k / (1+k)^{0.8} * \sqrt{M_{eff}/2}, \end{aligned}$$

(s, m, m⁻³, A, W).

K. Lackner, N.A.O. Gottardi: Tokamak Confinement in Relation to Plateau Scaling, Nucl. Fus. 30, p. 767, (1990), equ. 3b.

Names: Larmorradius_e

Note: Larmorradius Plasmaelektronen ergibt sich aus:

Larmorradius * 2π * Gyrofrequenz = Umfangsgeschwindigkeit:

$$r_{L,e} * eB / m_e = v_{senkrecht,e} = \sqrt{2eTe / m_e}.$$

$$\rightarrow r_{L,e} = \sqrt{2m_e e Te} / (eB), \quad (m, kg, As, V, T).$$

Names: Larmorradius_e_pol

Note: Der Larmorradius der Plasmaelektronen im poloidalen Magnetfeld, $r_{L,e, pol}$, ergibt sich aus dem Larmoradius $r_{L,e}$ durch Austausch von B durch B_{pol} .

Mit $B/B_{pol} = A/(i+1/q)$ wird:

$$\rightarrow r_{L,e, pol} = r_{L,e} * A / (i+1/q), \quad (m).$$

Definition von i und q siehe: Verbindungslänge.

Names: Larmorradius_i

Note: Larmorradius Plasmaionen ergibt sich aus:

Larmorradius * 2π * Gyrofrequenz = Umfangsgeschwindigkeit:

$$r_{L,i} * Z * eB / m_i = v_{senkrecht,i} = \sqrt{2eTi / m_i}.$$

$$\rightarrow r_{L,i} = \sqrt{2m_i (Z Plasma) * Ti} / [Z(Plasma) * eB], \quad (m, kg, As, V, T).$$

Names: Larmorradius_i_pol

Note: Der Larmorradius der Plasmaionen im poloidalen Magnetfeld, $r_{L,i, pol}$, ergibt sich aus dem Larmoradius $r_{L,i}$ durch Austausch von B durch B_{pol} .

Mit $B/B_{pol} = A/(i+1/q)$ wird:

$$\rightarrow r_{L,i, pol} = r_{L,i} * A / (i+1/q), \quad (m).$$

Definition von i und q siehe: Verbindungslänge.

Names: Larmorradius_Testelektronen

Note: Larmorradius Testelektronen ergibt sich aus: Larmorradius * 2π * Gyrofrequenz = Umfangsgeschwindigkeit: $r_{L,e} * eB / m_e = v_{senkrecht,e} = \sqrt{2eEe / m_e}$.

$$\rightarrow r_{L,e} = \sqrt{2m_e e * Ee} / (eB), \quad (m, kg, As, V, T).$$

Names: Larmorradius_Testionen

Note: Larmorradius Testionen ergibt sich aus: Larmorradius*2π*Gyrofrequenz =
Umfangsgeschwindigkeit: $r_{L,i} * Z * e * B / m_i = v_{\text{senkrecht},i} = \sqrt{2e * E_i / m_i}$.
-> $r_{L,i} = \sqrt{2m_i(\text{Testionen}) * e * E} / [Z(\text{Testionen}) * e * B]$, (m, kg, As, V, T).

Names: Lawson_Kriterium

Note: Das Lawson-Kriterium bestimmt die minimalen Parameter für ein "thermonukleares" Plasma. Das Produkt $n * \tau$ = Elektronendichte * Energieeinschlußzeit ist dadurch definiert, daß die Energieverlustrate $PL = 3 * n * e * T / \tau$ zusammen mit der Bremsstrahlungsleistung $PB = 1.54E-38 * Z^2 * n^2 * \sqrt{T}$ des Plasmas balanciert werden durch die gesamte - mit dem elektrischen Wirkungsgrad η multiplizierte - das Plasma verlassende Leistung einschließlich der Fusionsleistung $PT = 1/4 * n^2 * \langle \sigma * v \rangle * QF$:

$$PL + PB = \eta * (PT + PL + PB).$$

Für ein d-t Plasma ist die freigestzte Reaktionsenergie $QF = 22.36 \text{ MV}$ (17.58 MV von der d-t-Reaktion und 4.78 MV von der Li6-n-Reaktion) und $\langle \sigma * v \rangle = \text{Ratenkoeffizient}_D(t,n) \text{Alpha}$.

Für $T(d) = T(t) = T$ ($T = T_e$) und ein Mischungsverhältnis von 1:1,

d.h.: $n(d) = n(t) = n/2$ -> Plasmaionenmasse=2.5, ergibt sich für das Lawson-Kriterium:

$$-> n * \tau_{\text{Lawson}} = 3 * e * T * (1 - \eta)$$

$$/ [\eta^{1/4} * \langle \sigma * v \rangle * e * 22.36E6 - (1 - \eta) * 1.54E-38 * \sqrt{T}],$$

($m^{-3} * s$, As, V, m^3/s).

• $\eta = 1/3$ gesetzt für die Auswertung in der Formelsammlung.

J.D. Lawson: Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor, Proc. Phys. Soc. (London), B70, 6, (1957).

Names: LHD_Skalierung

Note: LHD (Large Helical Device)-Skalierung der Energieeinschlußzeit für ECR- und NI-geheizte H- und D-Plasmen der Stellaratoren Heliotron-E, Wendelstein 7-A, L2 und Heliotron DR. Mit einer a posteriori eingeführten Isotopenabhängigkeit (M_{eff} =effektive Ionenmasse):

$$-> \tau_{E} = 0.17 * R^{0.75} * a^{2.0} * (\langle n_e \rangle / E20)^{0.69} * B^{0.84}$$

$$* (P_{\text{heat}} / E6)^{-0.58} * \sqrt{M_{\text{eff}} / 1.5}, \quad (s, m, m^{-3}, T, W).$$

S. Sudo, Y. Takeiri, H. Zushi, F. Sano, K. Itoh, K. Kondo, A. Iiyoshi: Scalings of Energy Confinement and Density Limit in Stellarator/Heliotron Devices, Nucl. Fus. 30, p. 11, (1990), equ. 10.

Names: magn._Eindringtiefe

Note: Die Eindringtiefe (δ) eines mit der Modulationsfrequenz f_{mod} modulierten Magnetfeldes ist bestimmt durch die elektrische Leitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld.

Aus den Maxwell'schen Gleichungen: $\partial B / \partial t = \text{rot} E$ und $j = 1/\mu * \text{rot} B$ sowie dem Ohm'schen

Gesetz: $j = \sigma * E$ folgt die Diffusionsgleichung: $\partial B / \partial t = D * (\partial^2 B) / (\partial r)^2$

mit dem Diffusionskoeffizient $D = \delta^2 * \pi * f_{\text{mod}} = 1 / (\mu * \sigma)$.

$$-> \delta = 1 / \sqrt{(\pi * f_{\text{mod}} * \mu * \sigma_{\text{senkrecht}})}, \quad (m, \text{Hz}, \text{Vs/Am}, 1/(\Omega m)).$$

Names: magn._Eindringzeit

Note: Die Eindringzeit (τ_B) eines - plötzlich veränderten - Magnetfeldes vom Plasmarand bis zur Achse ist bestimmt durch die elektrische Leitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld.

Aus den Maxwell'schen Gleichungen: $\partial B / \partial t = \text{rot} E$ und $j = 1/\mu * \text{rot} B$ sowie dem Ohm'schen

Gesetz: $j = \sigma * E$ folgt die Diffusionsgleichung: $\partial B / \partial t = 1 / (\mu * \sigma) * (\partial^2 B) / (\partial r)^2$

mit dem Diffusionskoeffizient $D = a^2 / \tau_B = 1 / (\mu * \sigma)$ erhält man:

$$-> \tau_B = \mu * \sigma_{\text{senkrecht}} * a^2, \quad (s, \text{Vs/Am}, 1/(\Omega m), m).$$

Names: Magnetfelddruck

Note: Magnetfelddruck = $B^2 / (2 * \mu)$, (J/m^3 , T, Vs/(Am)).

$$1.0133 * 10^5 \text{ J/m}^3 = 1 \text{ bar}.$$

Ein Magnetfeld von 5 T erzeugt einen Druck von 10 bar.

Names: Magnetfeldenergie_poloidal

Note: Die Feldenergie des poloidalen Magnetfeldes, Magnetfeldenergie_poloidal, ist die Magnetfeldenergie des toroidal geschlossenen Plasmastromes. Mit der Plasmainduktivität L_p und dem Plasmastrom I_p :

$$\rightarrow \text{Magnetfeldenergie_poloidal} = 1/2 * L_p * I_p^2, \quad (\text{J, H, A}).$$

Names: Magnetfeldenergie_toroidal

Note: Die Feldenergie des toroidalen Magnetfeldes, Magnetfeldenergie_toroidal, ist das Produkt aus Magnetfelddruck und dem von den Spulen umschlossenen Volumen:

$$\rightarrow \text{Magnetfeldenergie_toroidal} = \text{Magnetfelddruck} * \pi * \text{Spulenradius}^2 * 2\pi R, \\ (\text{J, J/m}^3, \text{m}).$$

Names: mittl._therm._e_Geschwindigkeit

Note: Die mittl. therm. e-Geschwindigkeit (v_{av_e}) ergibt sich aus der Definition der Temperatur, $1/2 * m_e * \langle v^2 \rangle = 3/2 * e * T_e$, als die Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat:

$$\rightarrow v_{av_e} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{(3 * e * T_e / m_e)}, \quad (\text{m/s, As, V, kg}).$$

Die wahrscheinlichste (=häufigste) Geschwindigkeit ist

$$v_{th_e} = \sqrt{(2 * e * T_e / m_e)}, \text{ d.h. um den Faktor } \sqrt{(2/3)} = 0.817 \text{ kleiner als } v_{av_e}.$$

Die aus den Absolutwerten gemittelte Geschwindigkeit ist

$$\sqrt{((8/\pi) * e * T_e / m_e)}, \text{ d.h. um den Faktor } \sqrt{(8/(3\pi))} = 0.921 \text{ kleiner als } v_{av_e}.$$

Viele Autoren (z.B. Hazeltine, Hinton) bezeichnen $v_{th_e} = \sqrt{(2 * e * T_e / m_e)}$ als die "thermische e-Geschwindigkeit"!

Names: mittl._therm._i_Geschwindigkeit

Note: Die mittl. therm. i-Geschwindigkeit (v_{av_i}) ergibt sich aus der Definition der Temperatur, $1/2 * m_i * \langle v^2 \rangle = 3/2 * e * T_i$, als die Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat:

$$\rightarrow v_{av_i} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{(3 * e * T_i / m_i)}, \quad (\text{m/s, As, V, kg}).$$

Die wahrscheinlichste (=häufigste) Geschwindigkeit ist

$$v_{th_i} = \sqrt{(2 * e * T_i / m_i)}, \text{ d.h. um den Faktor } \sqrt{(2/3)} = 0.817 \text{ kleiner als } v_{av_i}.$$

Die aus den Absolutwerten gemittelte Geschwindigkeit ist

$$\sqrt{((8/\pi) * e * T_i / m_i)}, \text{ d.h. um den Faktor } \sqrt{(8/(3\pi))} = 0.921 \text{ kleiner als } v_{av_i}.$$

Viele Autoren (z.B. Hazeltine, Hinton) bezeichnen $v_{th_i} = \sqrt{(2 * e * T_i / m_i)}$ als die "thermische i-Geschwindigkeit"!

Names: neokl._e_Diffusionskoeffizient

Note: neokl. e-Diffusionskoeffizient als Interpolationsfunktion für alle Stoßbereiche.

Mit $A = \text{Aspektverhältnis}$, $r_{L,e} = \text{Elektronenlarmorradius}$,

$\nu_{th_e,i} = \text{Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz}$, $\nu_{Te} = \text{Elektronenkollisionalität}$

$$\rightarrow D_e = [r_{L,e} / (\text{iota} + 1/q)]^2 * \nu_{th_e,i} * A^{1.5}$$

$$* 1.04 * (1 / [1 + 2.01 \sqrt{\nu_{Te}} + 1.53 \nu_{Te}] + 0.89^2 / 1.53 * \nu_{Te} / A^3 / [1 + 0.89 \nu_{Te} / A^{1.5}]), \\ (\text{m}^2/\text{s, m, 1/s}).$$

Definition von iota und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys., 48, p. 239, (1976), eqs. 6.120, 6.125 for $Z_i=1$, $m=n=1$.

Names: neokl._e_Wärmeleitungskoeffizient

Note: neokl. e-Wärmeleitungskoeffizient als Interpolationsfunktion für alle Stoßbereiche.

Mit $A = \text{Aspektverhältnis}$, $r_{L,e} = \text{Elektronen-Larmorradius}$,

$\nu_{th_e,i} = \text{Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz}$, $\nu_{Te} = \text{Elektronenkollisionalität}$

$$\rightarrow X_{e} = [r_{L,e} / (\text{iota} + 1/q)]^2 * \nu_{th_e,i} * A^{1.5}$$

$$* 2.55 * (1 / [1 + 0.45 \sqrt{\nu_{Te}} + 0.43 \nu_{Te}] + 0.43^2 / 0.43 * \nu_{Te} * A^{-3} / [1 + 0.43 \nu_{Te} * A^{-1.5}]), \\ (\text{m}^2/\text{s, m, 1/s}).$$

Definition von iota und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems,

Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equs. 6.121, 6.125 for $Z_i=1$, $m=n=2$.

Names: neokl._i_Diffusionskoeffizient

Note: neokl. i-Diffusionskoeffizient als Interpolationsfunktion für alle Stoßbereiche.

Mit A = Aspektverhältnis, $r_{L,i}$ = Ionenlarmorradius,

$\nu_{th,i}$ = Ionen-Ionen-Stoßfrequenz, $\nu_{\tau i}$ = Ionenkollisionalität

-> $D_i = [r_{L,i}/(\iota+1/q)]^2 \nu_{th,i} A^{1.5}$

$$* 1.04 * (1/[1+2.01\sqrt{\nu_{\tau i}+1.53\nu_{\tau i}}+0.89^2/1.53*\nu_{\tau i}/A^3/[1+0.89\nu_{\tau i}/A^{1.5}]],$$

(m²/s, m, 1/s).

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys., 48, p. 239, (1976), equs. 6.120, 6.125 for $Z_i=1$, $m=n=1$.

Names: neokl._i_Wärmeleitungs-koeffizient

Note: neokl. i-Wärmeleitungs-koeffizient als Interpolationsfunktion für alle Stoßbereiche.

Mit A = Aspektverhältnis, $r_{L,i}$ = Ionen-Larmorradius,

$\nu_{th,i}$ = Ionen-Ionen-Stoßfrequenz, $\nu_{\tau i}$ = Ionenkollisionalität

-> $X_{,i} = [r_{L,i}/(\iota+1/q)]^2 \nu_{th,i} A^{1.5}$

$$* 0.66 * (1/[1+1.03\sqrt{\nu_{\tau i}+0.31\nu_{\tau i}}+0.74^2/0.31*\nu_{\tau i}*A^{-3}/[1+0.74\nu_{\tau i}*A^{-1.5}]],$$

(m²/s, m, 1/s).

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equs. 6.131, 6.133.

Names: normierte_Stoßfrequenz_e_i

Note: normierte Stoßfrequenz ν^e der Elektronen ist die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz

$\nu_{th,e,i}$ bezogen auf die Elektronen-'Transitfrequenz' $\nu_{th,e}/[R/(\iota+1/q)]$:

-> $\nu^e = \nu_{th,e,i}/\nu_{th,e} R/(\iota+1/q)$, (1/s, m/s, m).

Oder: $\nu^e = R/(\iota+1/q) * 1/l_{mfp,e,i}$, wegen $\nu_{th,e} = l_{mfp,e,i} * \nu_{th,e,i}$.

Am Übergang vom Plateaubereich zum PS-Bereich ist $\nu^e = 1$: die Stoßfrequenz ist gleich der Transitfrequenz.

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

Names: normierte_Stoßfrequenz_i_i

Note: normierte Stoßfrequenz ν^i der Ionen ist die Ionen-Ionen-Stoßfrequenz = $\nu_{th,i,i}$ bezogen auf die Ionen-'Transitfrequenz' = $\nu_{th,i}/[R/(\iota+1/q)]$:

-> $\nu^i = \nu_{th,i,i}/\nu_{th,i} R/(\iota+1/q)$, (1/s, m/s, m).

Oder: $\nu^i = R/(\iota+1/q) * 1/l_{mfp,i,i}$, wegen $\nu_{th,i} = l_{mfp,i,i} * \nu_{th,i,i}$.

Am Übergang vom Plateaubereich zum PS-Bereich ist $\nu^i = 1$: die Stoßfrequenz ist gleich der Transitfrequenz.

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

Names: obere_Hybridfrequenz

Note: Obere Hybridfrequenz = $\sqrt{[\Pi^2 + \Omega^2]}$, (1/s); Π =Plasmafrequenz, Ω =Gyrofrequenz.

T.H. Stix: The Theory of Plasma Waves, McGraw Hill Book Comp., N.Y., 1962, equ. 18.

Names: Ohm_sche_Leistung

Note: Die Ohm'sche Leistung ist die durch den elektrischen Widerstand des Plasmas gegebene Verlustleistung des real fließenden Plasmastroms I_p . Der fiktive, aus ι berechnete Strom $I_{p,\text{äquiv}}$, ist für diese Leistung irrelevant.

-> $P_{\text{Ohm}} = \text{elektrischer_Widerstand} * I_p^2$, (W, Ω , A).

Names: Plasmadruck

Note: Der Plasmadruck ist die Summe aus Elektronendruck und Ionendruck. Mit dem isotropen,

gaskinetisch definierten Druck $p = n \cdot e \cdot T$ ist der
 -> Plasmadruck = $n_e \cdot e \cdot T_e + n_i \cdot e \cdot T_i = 2/3 \cdot (\text{Elektronenenergiedichte} + \text{Ionenenergiedichte})$,
 (J/m³).

1.0133 * 10⁵ J/m³ = 1 bar.

Für $T_e = T_i = 3150$ V und $n_e = n_i = 1 \text{E}20$ m⁻³ ist der gaskinetische Plasmadruck 1 bar.

Names: Plasmaenergieinhalt

Note: Der Plasmaenergieinhalt ist das Produkt aus Plasmaenergiedichte und Volumen:

Plasmaenergieinhalt = (Elektronenenergiedichte + Ionenenergiedichte) * Plasmavolumen,
 (J, J/m³, m³).

Names: Plasmafrequenz_e

Note: Plasmafrequenz_e der Elektronen ist die Frequenz, mit der die Elektronen auf eine elektrostatische Störung reagieren:

-> $f_{p,e} = 1/(2\pi) \cdot \sqrt{[4\pi \cdot n_e \cdot e^2 / (4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot m_e)]}$, (1/s, m⁻³, As, As/(Vm), kg),
 = $9.0 \cdot \sqrt{n_e}$, (1/s, m⁻³).

Names: Plasmafrequenz_i

Note: Plasmafrequenz_i ist die Frequenz, mit der die Ionen auf eine elektrostatische Störung reagieren:

-> $f_{p,i} = 1/(2\pi) \cdot \sqrt{[4\pi \cdot n_i \cdot Z^2 \cdot e^2 / (4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot m_i)]}$, (1/s, m⁻³, As, As/(Vm), kg),
 = $0.21 \cdot Z \cdot \sqrt{(n_i \cdot m_p / m_i)}$, (1/s, m⁻³).

Names: Plasmainduktivität

Note: Die Plasmainduktivität L_p ist definiert durch den gesamten (äußeren und inneren) magnetischen Fluß des toroidal geschlossenen Plasmastroms I_p : $\Phi = \int B \cdot dF = L_p \cdot I_p$. Für ein toroidal kreisförmiges Plasma mit konstanter Stromdichte über seinen kreisförmigen Querschnitt ist die Summe aus der äußeren und der inneren Induktivität:

-> $L_p = \mu \cdot R \cdot [\ln(8R/a - 1.75)]$, (H, Vs/Am, m).

Diese Näherung gilt für große Aspektverhältnisse, $A = R/a \gg 1$, für welche sich die bei der Berechnung auftretenden elliptischen Integrale näherungsweise berechnen lassen.

L.A. Artsimovich: Tokamak Devices, Nucl. Fus. 12, p. 215, (1972).

Names: Plasmaoberfläche

Note: Plasmaoberfläche = Plasmaumfang * Torusumfang = $2\pi a \cdot 2\pi R$, (m², m).

Names: Plasmastrom_äquiv.

Note: Plasmastrom_äquiv. = berechneter fiktiver Plasmastrom, welcher dem gegebenen $iota(a)$ "äquivalent" ist, d.h. welcher am Plasmarand ($r=a$) die gleiche Rotationstransformation erzeugen würde, wie sie das Magnetfeld der Spulenströme (=Stellaratorfeld) aufweist. $iota$ wird nicht mit $1/q$, q =Sicherheitsfaktor, identifiziert: $iota \neq 1/q!$

Der fiktive Plasmastrom wird definiert durch $B_{pol} = \mu \cdot I_{p,\text{äquiv}} / (2\pi a)$ und $iota = A \cdot B_{pol} / B$ mit $A = R/a$.

-> $I_{p,\text{äquiv}} = 2\pi a^2 \cdot iota \cdot B / (\mu \cdot R)$, (A, m, T, Vs/(Am)).

Bei nicht vorhandener Rotationstransformation (beim Tokamak ist $iota=0$) ist $I_{p,\text{äquiv}}=0$.

Names: Plasmavolumen

Note: Plasmavolumen = Plasmaquerschnitt * Torusumfang = $\pi a^2 \cdot 2\pi R$, (m³, m).

Names: Ratenkoeffizient_D_3He_p_Alpha

Note: Ratenkoeffizient $D(3\text{He},p)\text{Alpha}$ ist der Ratenkoeffizient für die Reaktion

$D + 3\text{He} \rightarrow p(14.7 \text{ MV}) + \text{Alpha}(3.6 \text{ MV})$. Näherungsformel für $0.2 < T_i < 100$ kV:

-> $\langle \sigma \cdot v \rangle = C_1 \cdot \theta \cdot \sqrt{(\chi / (mrc^2 \cdot T_i^3))} \cdot \exp(-3 \cdot \chi)$, (m³/s, V),

mit $\theta = T_i / (1 - T_i \cdot C_2 / (1 + T_i(C_3 + T_i \cdot C_5)))$ und $\chi = (BG^2 / (4 \cdot \theta))^{1/3}$, berechnet

aus der Ionentemperatur T_i und den tabellarisch erfaßten Konstanten $C...$, BG und $mrc2$.
A. Peres, J. of Appl. Physics, Vol. 50, Nr. 9, p. 5569 (1979); Review: H.S. Bosch, G.M.Hale, Nucl. Fus., Vol. 32, Nr. 4, p. 611 (1992); [siehe auch: IPP I/252 (1990)].

Names: Ratenkoeffizient_D_d_n_3He

Note: Ratenkoeffizient $D(d,n)3He$ ist der Ratenkoeffizient für die Reaktion

$D + D \rightarrow n(2.45 \text{ MV}) + 3He(0.82 \text{ MV})$. Näherungsformel für $0.2 < T_i < 100 \text{ kV}$:

$\rightarrow \langle \sigma v \rangle = C1 \cdot \theta \cdot \sqrt{(xsi / (mrc2 \cdot Ti^3))} \cdot \exp(-3 \cdot xsi)$, (m^3/s , V),

mit $\theta = Ti / (1 - Ti \cdot C2 / (1 + Ti(C3 + Ti \cdot C5)))$ und $xsi = (BG^2 / (4 \cdot \theta))^{1/3}$, berechnet aus der Ionentemperatur T_i und den tabellarisch erfaßten Konstanten $C...$, BG und $mrc2$.

A. Peres, J. of Appl. Physics, Vol. 50, Nr. 9, p. 5569 (1979); Review: H.S. Bosch, G.M.Hale, Nucl. Fus., Vol. 32, Nr. 4, p. 611 (1992); [siehe auch: IPP I/252 (1990)].

Names: Ratenkoeffizient_D_d_p_T

Note: Ratenkoeffizient $D(d,p)T$ ist der Ratenkoeffizient für die Reaktion

$D + D \rightarrow p(3.02 \text{ MV}) + T(1.01 \text{ MV})$. Näherungsformel für $0.2 < T_i < 100 \text{ kV}$:

$\rightarrow \langle \sigma v \rangle = C1 \cdot \theta \cdot \sqrt{(xsi / (mrc2 \cdot Ti^3))} \cdot \exp(-3 \cdot xsi)$, (m^3/s , V),

mit $\theta = Ti / (1 - Ti \cdot C2 / (1 + Ti(C3 + Ti \cdot C5)))$ und $xsi = (BG^2 / (4 \cdot \theta))^{1/3}$, berechnet aus der Ionentemperatur T_i und den tabellarisch erfaßten Konstanten $C...$, BG und $mrc2$.

A. Peres, J. of Appl. Physics, Vol. 50, Nr. 9, p. 5569 (1979); Review: H.S. Bosch, G.M.Hale, Nucl. Fus., Vol. 32, Nr. 4, p. 611 (1992); [siehe auch: IPP I/252 (1990)].

Names: Ratenkoeffizient_D_t_n_Alpha

Note: Ratenkoeffizient $D(t,n)Alpha$ ist der Ratenkoeffizient für die Reaktion

$D + T \rightarrow n(14.1 \text{ MV}) + Alpha(3.52 \text{ MV})$. Näherungsformel für $0.2 < T_i < 100 \text{ kV}$:

$\rightarrow \langle \sigma v \rangle = C1 \cdot \theta \cdot \sqrt{(xsi / (mrc2 \cdot Ti^3))} \cdot \exp(-3 \cdot xsi)$, (m^3/s , V),

mit $\theta = Ti / (1 - Ti \cdot C2 / (1 + Ti(C3 + Ti \cdot C5)))$ und $xsi = (BG^2 / (4 \cdot \theta))^{1/3}$, berechnet aus der Ionentemperatur T_i und den tabellarisch erfaßten Konstanten $C...$, BG und $mrc2$.

A. Peres, J. of Appl. Physics, Vol. 50, Nr. 9, p. 5569 (1979); Review: H.S. Bosch, G.M.Hale, Nucl. Fus., Vol. 32, Nr. 4, p. 611 (1992); [siehe auch: IPP I/252 (1990)].

Names: Ratenkoeffizient_e_Stoßionisation

Note: Ratenkoeffizient für Ionisations-Stöße zwischen Wasserstoffneutralen der Energie EN und Elektronen der Temperatur Te :

$\rightarrow \langle \sigma v \rangle_{e,ion} = \exp(\log_{\sigma v_{e,ion}} \cdot \log(10))$, (m^3/s).

$\log_{\sigma v_{e,ion}} = \log(\langle \sigma v \rangle_{e,ion})$ berechnet durch kubische Interpolation zwischen Stützstellen, welche aus Kurven (IPP 2/217, 1974) abgelesen und tabelliert wurden.

Neutralteilchenenergie/Neutralteilchenmasse = $1V \dots 100kV$,

Elektronentemperatur = $2V \dots 100kV$.

Names: Ratenkoeffizient_i_Stoßionisation

Note: Ratenkoeffizient für Ionisations-Stöße zwischen Wasserstoffneutralen der Energie EN und Wasserstoffionen der Temperatur T_i :

$\rightarrow \langle \sigma v \rangle_{i,ion} = \exp(\log_{\sigma v_{i,ion}} \cdot \log(10))$, (m^3/s).

$\log_{\sigma v_{i,ion}} = \log(\langle \sigma v \rangle_{i,ion})$ berechnet durch kubische Interpolation zwischen Stützstellen, welche aus Kurven (IPP 2/217, 1974) abgelesen und tabelliert wurden.

Neutralteilchenenergie/Neutralteilchenmasse = $2V \dots 100kV$,

Ionentemperatur/Ionenmasse = $2V \dots 100kV$.

Names: Ratenkoeffizient_Ladungsaustausch

Note: Ratenkoeffizient für Ladungsaustausch-Stöße zwischen Wasserstoffneutralen der Energie EN und Wasserstoffionen der Temperatur T_i :

$\rightarrow \langle \sigma v \rangle_{cx} = \exp(\log_{\sigma v_{cx}} \cdot \log(10))$, (m^3/s).

$\log_{\sigma v_{cx}} = \log(\langle \sigma v \rangle_{cx})$ berechnet durch kubische Interpolation zwischen

Stützstellen, welche aus Kurven (IPP 2/217, 1974) abgelesen und tabelliert wurden.
 Neutralteilchenenergie/Neutralteilchenmasse = 1V...100kV,
 Ionentemperatur/Ionenmasse = 1V...100kV.

Names: Sicherheitsfaktor

Note: Der Sicherheitsfaktor q wird aus dem Magnetfeld B und dem tatsächlichen Plasmastrom I_p (nicht I_p , äquiv!) berechnet. $1/q$ wird nicht mit i , der Rotationstransformation des Stellaratorfeldes, identifiziert: $1/q \neq i$!

Der Sicherheitsfaktor wird definiert durch $q = B/(A \cdot B_{pol})$ und $B_{pol} = \mu \cdot I_p / (2\pi a)$ mit $A = R/a$.

-> $q = 2\pi a^2 B / (\mu \cdot R \cdot I_p)$, (μ , m , T , $V_s/(A \cdot m)$, A).

Für einen Plasmastrom $|I_p| < 10^{-6}$ A (beim 'reinen' Stellarator ist $I_p = 0$) wird $I_p = \text{sign}(I_p) \cdot 10^{-6}$ A gesetzt.

Names: Stoßfrequenz ν_{th,e_i}

Note: Stoßfrequenz ν_{th,e_i} (ν_{th,e_i}) ist die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz für eine 90° Ablenkung thermischer Elektronen mit der Temperatur T_e an thermischen, d.h. praktisch ruhenden Ionen (Braginskii und Balescu).

-> $\nu_{th,e_i} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \cdot Z^2 \cdot (e^2 / [4\pi \cdot \epsilon_0])^2 \cdot \Lambda_{e_i} \cdot n_i / [\sqrt{m_e} \cdot (e \cdot T_e)^{1.5}]$,
 (1/s, A_s , $A_s/(V \cdot m)$, m^{-3} , V).

Für Stöße zwischen (allerdings monoenergetischen) Elektronen der Energie $3/2 \cdot e \cdot T_e$ mit thermischen (d.h. praktisch ruhenden) Ionen erhält man nach Trubnikov

{Maxwell Integral: $\psi = 1$, dessen Ableitung: $\psi' = 0$, mit $x = m_i / m_e \cdot E_e / T_i = 3/2 \cdot m_i / m_e \gg 1$:
 $\nu_{th,e_i} = 2[\psi + \psi' - \psi'/(2x)] / [\tau_{0,e_i}(E_e = 3/2 \cdot T_e)] = 2 / [\tau_{0,e_i} \cdot (1.5 T_e / E_e)^{1.5}]$.

Diese Stoßfrequenz (Trubnikov) ergibt sich um den Faktor 1.45 größer als bei Braginskii.

S.I. Braginskii: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 205, equ. 2.5e; B.A. Trubnikov, ibid., p. 105, equ. 17.17; R. Balescu: Transport Processes in Plasmas, North-Holland, Amsterdam, 1988, equ. 4.6.4.

Names: Stoßfrequenz ν_{th,i_i}

Note: Stoßfrequenz ν_{th,i_i} (ν_{th,i_i}) Ionen-Ionen-Stoßfrequenz für eine 90° Ablenkung thermischer Ionen mit der Temperatur T_i an thermischen Ionen derselben Spezies (Braginskii).

-> $\nu_{th,i_i} = \frac{4}{3} \sqrt{\pi} \cdot Z^4 \cdot (e^2 / [4\pi \cdot \epsilon_0])^2 \cdot \Lambda_{i_i} \cdot n_i / [\sqrt{m_i} \cdot (e \cdot T_i)^{1.5}]$,
 (1/s, A_s , $A_s/(V \cdot m)$, m^{-3} , V).

Balescu rechnet mit demselben Vorfaktor wie bei der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz. Daher ist bei Balescu ν_{th,i_i} um den Faktor $\sqrt{2}$ größer als bei Braginskii.

Für Stöße zwischen (allerdings monoenergetischen) Ionen der Energie $3/2 \cdot e \cdot T_i$ und gleichartigen thermischen Ionen der Temperatur T_i erhält man nach Trubnikov

{Maxwell Integral: $\psi = 0.608$, dessen Ableitung: $\psi' = 2/\sqrt{\pi} \cdot \exp(-3/2) \cdot \sqrt{3/2} = 0.308$, mit $x = m_i / m_i \cdot E_i / T_i = 3/2$:

$\nu_{th,i_i} = 2[\psi + \psi' - \psi'/(2x)] / [\tau_{0,i_i}(E_i = 3/2 \cdot T_i)] = 1.427 / [\tau_{0,i_i} \cdot (1.5 T_i / E_i)^{1.5}]$.

Diese Stoßfrequenz (Trubnikov) ergibt sich um den Faktor 1.46 größer als bei Braginskii.

S.I. Braginskii: Reviews of Plasma Physics (Ed. M.A. Leontovich), Consultant Bureau, New York, 1965, Vol. 1, p. 205, equ. 2.5i; B.A. Trubnikov, ibid., p. 105, equ. 17.17; R. Balescu: Transport Processes in Plasmas, North-Holland, Amsterdam, 1988, equ. 4.6.10, footnotes p. 192, 274.

Names: thermische e -Geschwindigkeit

Note: Die thermische e -Geschwindigkeit ($v_{th,e}$) ergibt sich aus der Festlegung: $1/2 \cdot m_e \cdot v_{th,e}^2 = e \cdot T_e$.

-> $v_{th,e} = \sqrt{2 \cdot e \cdot T_e / m_e}$, (m/s, A_s , V, kg).

Siehe auch: mittl._therm._e_Geschwindigkeit.

Names: thermische_i_Geschwindigkeit

Note: Die thermische i-Geschwindigkeit ($v_{th,i}$) ergibt sich aus der Festlegung: $1/2 \cdot m_i \cdot v_{th,i}^2 = e \cdot T_i$.
 $\rightarrow v_{th,i} = \sqrt{2 \cdot e \cdot T_i / m_i}$, (m/s, As, V, kg).
 Siehe auch: mittl._therm._i_Geschwindigkeit.

Names: untere_Hybridfrequenz

Note: Untere Hybridfrequenz = $\sqrt{[\Omega_e \cdot \Omega_i \cdot (\Pi_e^2 + \Omega_e \cdot \Omega_i) / (\Pi_e^2 + \Omega_e^2)]}$
 $\approx \sqrt{[\Omega_e \cdot \Omega_i / \{1 + (\Omega_e / \Pi_e)^2\}]}$, (1/s),

d.i. ungefähr das geometrische Mittel der e- und i-Gyrationsfrequenz;
 Π =Plasmafrequenz, Ω =Gyrofrequenz.

T.H. Stix: The Theory of Plasma Waves, McGraw Hill Book Comp., N.Y., 1962, equ. 17.

Names: Verbindungslänge

Note: Verbindungslänge L_c = "connection length" ist die Feldlinienlänge von dem Gebiet ungünstiger Feldlinienkrümmung bis zu dem Gebiet günstiger Feldlinienkrümmung (beim Tokamak von der Torusaußenseite bis zur Torusinnenseite). Für z.B. $iota=1$ beim Stellarator bzw. $q=1$ beim Tokamak ist die Verbindungslänge der halbe Torusumfang.

Aus der Definition: "Der Sicherheitsfaktor ist $q \sim 1/l_p$ (Tokamak), und die Rotationstransformation ist $iota \sim l_p \cdot \text{äquiv}$ (Stellarator)" folgt:

$B_{pol} \sim l_p \cdot \text{äquiv} + l_p \sim i + 1/q$, d.h.: $iota \neq 1/q!$

$\rightarrow L_c = \pi R / (iota + 1/q)$, (m).

Manche Autoren definieren $R/(iota + 1/q)$ oder auch $2\pi R/(iota + 1/q)$ als Verbindungslänge!
 F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976). W. Lotz, J. Nührenberg: Monte Carlo Computations of Neoclassical Transport, Phys. Fluids, 31, p. 2984, (1988).

Names: W7_AS_Skalierung

Note: W7-AS Skalierung der Energieeinschlußzeit für ECR- und NI-geheizte H- und D-Plasmen in Wendelstein 7-AS.

$\tau_{E,ms} = 1.68E-8 \cdot a[cm]^{1.28} \cdot \langle n_e \rangle [cm^{-3}]^{0.53} \cdot B[T]^{0.716}$
 $\cdot P_{heat}[W]^{-0.56} \cdot i^{0.23}$.

Im Maßsystem dieser Formelsammlung und mit einer a posteriori eingeführten Isotopenabhängigkeit (M_{eff} =effektive Ionenmasse):

$\rightarrow \tau_{E,ms} = 0.070 \cdot a^{1.28} \cdot (\langle n_e \rangle / E_{20})^{0.53} \cdot B^{0.716}$

$\cdot (P_{heat}/E_6)^{-0.56} \cdot i^{0.23} \cdot \sqrt{(M_{eff}/1.5)}$, (s, m, m^{-3} , T, W).

H. Renner, U. Gasparino, H. Maassberg, G. Kühner, H. Ringler, F. Sardei, A. Weller and the W7-AS Team: Confinement Properties of the 'Advanced Stellarator' Wendelstein VII-AS, Nucl. Fus. Suppl. 1991, p 439.

Names: Wärmeleitkoeffizient_e_Bananen

Note: Wärmeleitkoeffizient e-Bananen = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Elektronenlarmorradius/($iota + 1/q$); 1/Stoßzeit im Bananenbereich ist gegeben durch die effektive Stoßfrequenz $A \cdot \nu_{th,e,i}$ (A =Aspektverhältnis), mit welcher die gefangenen Elektronen aus dem Bananenbereich befreit werden, $\nu_{th,e,i}$ ist die Elektronen-Ionen Stoßfrequenz (siehe: Stoßfrequenz_th_e_i).

Die Berücksichtigung der Anzahl der in den Bananen gefangenen Teilchen liefert einen weiteren Faktor \sqrt{A} .

Der Vorfaktor $39/32 \cdot 1.38 \cdot \sqrt{2} = 2.38$ sowie die Z-Abhängigkeit $(1 + 0.43/Z)$ ergeben sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine).

$\rightarrow \chi_{e,Bananen} = 2.38 \cdot (1 + 0.43/Z) \cdot [r_{L,e}/(iota + 1/q)]^2 \cdot \nu_{th,e,i} \cdot A^{1.5}$,
 (m^2/s , m, 1/s).

Definition von $iota$ und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems,

Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equs. 5.124, 6.30.

Names: Wärmeleitungskoeffizient_e_Plateau

Note: Wärmeleitungskoeffizient e-Plateau = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Elektronenlarmorradius/ ι ; die Stoßzeit im Plateaubereich ist gegeben durch die Transitzeit $[R/(\iota+1/q)]/v_{th_e}$.
Der Vorfaktor $13/16 \cdot \sqrt{\pi} = 1.44$ ergibt sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine).
-> $X_{e,Plateau} = 1.44 \cdot [r_{L,e}/(\iota+1/q)]^2 \cdot v_{th_e}/[R/(\iota+1/q)]$,
(m²/s, m, m/s, m).

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 6.73.

Names: Wärmeleitungskoeffizient_e_PS

Note: Wärmeleitungskoeffizient e-PS = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Elektronenlarmorradius/ $(\iota+1/q)$; 1/Stoßzeit im Pfirsch-Schlüter (PS) Bereich ist gegeben durch die Stoßfrequenz $\nu_{th_e,i}$ für eine 90° Ablenkung thermischer Elektronen an thermischen Ionen, (siehe: Stoßfrequenz_th_e_i).
Der von Z abhängige Vorfaktor $k_{11_k} = k_{11}/[k_{11}^2 k_{22} - (k_{12})^2]$, (=0.31 für $Z=1$ resp. =0.15 für $Z=4$) ergibt sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine), und wird aus einigen Werten durch kubische Interpolation ermittelt.

-> $X_{e,PS} = 25/4 \cdot k_{11_k} \cdot [r_{L,e}/(\iota+1/q)]^2 \cdot \nu_{th_e,i}$, (m²/s, m, 1/s).

Oder: $X_{e,PS} \approx X_{e,Plateau} \cdot \nu_{th_e,i}$. D.h.: Im Plateaukoeffizienten ist die Transitzeit zu ersetzen durch die Stoßzeit.

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 5.153.

Names: Wärmeleitungskoeffizient_i_Bananen

Note: Wärmeleitungskoeffizient i-Bananen = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Ionenlarmorradius/ $(\iota+1/q)$; 1/Stoßzeit im Bananenbereich ist gegeben durch die effektive Stoßfrequenz $A \cdot \nu_{th,i}$ (A =Aspektverhältnis), mit welcher die gefangenen Ionen aus dem Bananenbereich befreit werden, $\nu_{th,i}$ ist die Ionen-Ionen Stoßfrequenz (siehe: Stoßfrequenz_th_i_i).

Die Berücksichtigung der Anzahl der in den Bananen gefangenen Teilchen liefert einen weiteren Faktor \sqrt{A} .

Der Vorfaktor 0.66 ergibt sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine).

-> $X_{i,Bananen} = 0.66 \cdot [r_{L,i}/(\iota+1/q)]^2 \cdot \nu_{th,i} \cdot A^{1.5}$, (m²/s, m, 1/s).

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 6.47.

Names: Wärmeleitungskoeffizient_i_Plateau

Note: Wärmeleitungskoeffizient i-Plateau = Schrittweite² / Stoßzeit. Die Schrittweite ist gegeben durch Ionenlarmorradius/ $(\iota+1/q)$; die Stoßzeit im Plateaubereich ist gegeben durch die Transitzeit $[R/(\iota+1/q)]/v_{th_i}$.

Der Vorfaktor $3/4 \cdot \sqrt{\pi} = 1.33$ ergibt sich aus genauerer Berechnung (Hinton, Hazeltine).

-> $X_{i,Plateau} = 1.33 \cdot [r_{L,i}/(\iota+1/q)]^2 \cdot v_{th_i}/[R/(\iota+1/q)]$,
(m²/s, m, m/s, m).

Definition von ι und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Physics 48, p. 239, (1976), equ. 6.86.

Names: Wärmeleitungskoeffizient_i_PS

Note: Wärmeleitungskoeffizient $i\text{-PS} = \text{Schrittweite}^2 / \text{Stoßzeit}$. Die Schrittweite ist gegeben durch Ionenlarmorradius/ $(i+1/q)$; $1/\text{Stoßzeit}$ im Pfirsch-Schlüter (PS) Bereich ist gegeben durch die Stoßfrequenz ν_{th_i} für eine 90° Ablenkung thermischer Ionen an thermischen Ionen, (siehe: Stoßfrequenz ν_{th_i}).

Der Vorfaktor $0.8^2 = 1.6$ ergibt sich aus genauere Berechnung (Hinton, Hazeltine).

-> $X_{i,PS} = 1.6 \cdot [r_{Li} / (i+1/q)]^2 \cdot \nu_{th_i}$, (m^2/s , m , $1/s$).

Oder: $X_{i,PS} \approx X_{i,Plateau} \cdot \nu_i$. D.h.: Im Plateaukoeffizienten ist die Transitzeit zu ersetzen durch die Stoßzeit.

Definition von i und q siehe: Verbindungslänge.

F.L. Hinton, R.D. Hazeltine: Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, Rev. Mod. Phys. 48, p. 239, (1976), equ. 5.161.

Names: Zündbedingung

Note: Die Zündbedingung bestimmt die Plasmaparameter für die "Zündung" des Plasmas.

Das Produkt $n \cdot \tau = \text{Elektronendichte} \cdot \text{Energieeinschlußzeit}$ ist dadurch definiert, daß die

Energieverlustrate $PL = 3 \cdot n \cdot e \cdot T / \tau$ zusammen mit der Bremsstrahlungsleistung

$PB = 1.54E-38 \cdot Z^2 \cdot n^2 \cdot \sqrt{T}$ des Plasmas balanciert werden durch die im Plasma deponierte Leistung der Fusionsreaktionsprodukte, d.i. die Alphateilchenheizung

$PA = 1/4 \cdot n^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot QA$:

$PL + PB = PA$.

Für ein d-t Plasma ist die Alphateilchenenergie $QA = 3.52$ MV und

$\langle \sigma v \rangle = \text{Ratenkoeffizient}_D(t, n) \cdot \text{Alpha}$.

Für $T(d) = T(t) = T$ ($T = T_e$) und ein Mischungsverhältnis von 1:1,

d.h.: $n(d) = n(t) = n/2$ -> Plasmaionenmasse = 2.5, ergibt sich für die Zündbedingung:

-> $n \cdot \tau_{\text{ignition}} = 3 \cdot e \cdot T / [1/4 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot e \cdot 3.52E6 - 1.54E-38 \cdot \sqrt{T}]$,

($m^{-3} \cdot s$, As, V, m^3/s).

J.D. Lawson: Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor, Proc. Phys. Soc. (London), B70, 6, (1957).